

ANNALEN = DER PHYSIK

Gegründet 1799 durch F. A. C. Gren und fortgeführt durch L. W. Gilbert, J. C. Poggendorff, G. und E. Wiedemann, P. Drude, W. Wien

5. Folge, Band 31
Der ganzen Reihe 423. Band

Kuratorium:

W. Gerlach	F. Paschen	M. Planck
R. Pohl	A. Sommerfeld	M. Wien†

Unter Mitwirkung
der Deutschen Physikalischen Gesellschaft
herausgegeben von

E. GRÜNEISEN, Marburg/L.

M. PLANCK, Berlin

Mit 367 Abbildungen im Text



I 9 3 8

LEIPZIG / VERLAG VON JOHANN AMBROSIOUS BARTH

V
3
1

1
9
3
8

XUM

Alle Rechte vorbehalten
Printed in Germany

Druck von Metzger & Wittig in Leipzig

V
3
1

1
9
3
8

XUN

A

5.

Te
der
bei
gev
un
spa
ger
hel
fin
spa
En
Qu
Kr
stä
tro
lich
W
Ge
we

Ve
zu
bei
da
Ge
Qu
Str

ANNALEN DER PHYSIK

5. FOLGE · BAND 31 · HEFT 1 · JANUAR 1938

Die Längsfeldstärke der positiven Säule in der Niederdruckentladung von Gasgemischen bei verschiedenen Stromstärken und Drucken

Von H. Alterthum und A. Lompe

[Mitteilung der Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung m. b. H.
(Osram-Konzern), Berlin]
(Mit 31 Abbildungen)

1. Einleitung

Gemische von einatomigen Gasen spielen nicht nur in der Technik der Gasentladungsröhren eine Rolle, sondern sind auch in den letzten Jahren im Hinblick auf ihr rein physikalisches Verhalten bei der Glimmentladung Gegenstand zahlreicher Untersuchungen gewesen. In erster Linie liegen Untersuchungen vor von Penning (1) und Penning und Addink (2) über die Beeinflussung der Zündspannung von Edelgasen durch leichter ionisierbare Zusätze, wobei gerade bei besonders kleinen, unterhalb 1% liegenden Zusätzen erhebliche Herabsetzungen der Zündspannung des Hauptgases stattfinden. Als Voraussetzung dafür ergab sich, daß die Ionisierungsspannung des Zusatzgases kleiner ist als die in Volt gerechnete Energie der metastabilen Niveaus des Hauptgases: so wirken z. B. Quecksilber in Helium, Neon und Argon, Argon in Neon, nicht aber Krypton oder Xenon in Argon. Während es sich hierbei um selbständig gezündete Entladungen, d. h. um Röhren mit kalten Elektroden handelt, haben Alterthum, Reger und Seeliger (3) ähnliche Wirkungen bei unselbständigen Entladungen, z. B. in Neon-Wasserstoff mit glühenden Elektroden, gefunden, jedoch nur bei Gesamtdrucken, bei denen die Zündspannung oberhalb ihres Mindestwertes liegt.

Dieser Einfluß auf die Zündung hat es nahe gelegt, auch das Verhalten von Gasgemischen in der ausgebildeten Entladung näher zu betrachten, wobei vor allem die positive Säule der Entladung bei Niederdruck untersucht worden ist. Headrick und Duffendack (4) haben die Längsfeldstärke (L. F.) der positiven Säule in Gemischen von Helium-Neon, Helium-Argon, Neon-Argon, Helium-Quecksilber, Neon-Quecksilber und Argon-Quecksilber bei 40 mA Stromstärke und Drucken von 14 Torr in Röhren von 44 mm Durch-

messer bestimmt und gefunden, daß die L. F. des schwerer ionisierbaren Gases, z. B. des Heliums, durch Zusätze von 0–20% Neon erhöht wird, wobei der Bestwert dieser Erhöhung bei etwa 5% liegt; die L. F. von Neon wird unter denselben Bedingungen zunächst durch Zusätze bis zu etwa 1% Argon ebenfalls erhöht, nach Durchlaufen eines dann folgenden Mindestwertes erfolgt ein Wiederansteigen bei größeren Argonzusätzen und ein Abfallen nach der Seite des reinen Argons, jedoch sind die L. F. von Argon und Neon unter den gewählten Versuchsbedingungen nahezu gleich. Dieses Verhalten der L. F. von Gasgemischen wird mit Reaktionen von metastabilen Atomen und Ionen mit neutralen Atomen erklärt und durch „Reaktionsgleichungen“ näher beschrieben. Andererseits haben Uyterhoeven und Verburg (5) Erhöhungen der L. F. durch Zusätze von Na zu Helium, Neon und Argon, von Quecksilber zu Neon, von Cäsium zu Helium und von Argon zu Neon bei sehr kleinen Mengen des leichter ionisierbaren Bestandteils auf radiale Entmischung und dadurch bewirkte vermehrte Wiedervereinigung der Entladungsträger an der Wand zurückgeführt, und zwar bei Stromstärken von etwa 1 Amp. in Röhren von 21 mm Durchmesser bei Drucken von 5 Torr.

In Stromdichtebereichen, in denen sich mit Änderung der Stromdichte die Elementarprozesse wesentlich ändern, haben Kreff, Pirani und Rompe (6) ein eigentümliches Verhalten der L. F. festgestellt, daß nämlich, abgesehen von einer Erhöhung oder Erniedrigung als solcher, die L. F. eines Edelgas-Thallium-Gemisches mit wachsender Stromdichte zunimmt, während im allgemeinen das umgekehrte der Fall ist. Als Grund hierfür sowie für das später von Kreff (7) bei Cäsium und Rubidium in Edelgasen gefundene entsprechende Verhalten wird eine mit steigender Stromstärke stark anwachsende Wiedervereinigung der Träger im Volumen angesehen. Diese Ergebnisse sind besonders bemerkenswert, weil sie erstmalig in Gasgemischen eine positive Säule mit steigender Kennlinie der L. F. in Abhängigkeit von der Stromstärke beschreiben, wie sie für ein Einzelgas (Helium) bereits Güntherschulze (8) bei allerdings wesentlich kleineren Stromstärken gefunden hat. Die bis 1931 über dieses Gebiet vorliegenden Ergebnisse sind von Seeliger (9) zusammenfassend dargestellt und zur Erklärung des Mechanismus der positiven Säule verwertet worden.

Daß tatsächlich bei Helium in dieser Beziehung eine Ausnahme vorliegt und die anderen Edelgase durchweg fallende Kennlinien¹⁾

1) Unter Kennlinie ist hier und im folgenden stets die Abhängigkeit der L. F. (Volt/cm) von der Stromstärke verstanden.

haben, ist dann von Lompe und Seeliger (10) am Beispiel von Helium, Neon und Argon für den Druckbereich von etwa 0,2 bis 20 Torr bei Stromstärken von 10 mA an für He und von 25 mA an für die anderen Gase bis zu Stromstärken von 300 mA nachgewiesen; das normale Fallen der Kennlinien wird hierbei auf stufenweise Ionisation zurückgeführt.

Bei dieser Sachlage erschien es aussichtsreich, die Kennlinien von Gasgemischen bei niedrigen Stromdichten systematisch messend zu verfolgen, um vielleicht auf diese Weise einen weiteren Einblick in den Mechanismus der Niederdruckentladung zu erhalten.

2. Versuchsanordnung

Die Gasgemische gelangten in Glasröhren von 20 mm Innendurchmesser zur Untersuchung, die mit Hohlzylinderelektroden aus Eisen versehen waren. Der Elektrodenabstand betrug im allgemeinen 50 cm, spielt aber weiter keine Rolle, weil die Messung der L. F. mit durch die Glaswand geführten Sonden erfolgte, die voneinander einen Abstand von 30 cm hatten; die Sonden bestanden aus 0,4 mm starkem Kupfermanteldraht (*F*-Draht), sie reichten bis etwa in die Achse der Röhre und waren von dem Austritt aus der Glaswand bis 1—2 mm unterhalb der Spitze mit Glas überzogen. Die Spannung wurde mittels eines Multizellularvoltmeters von Hartmann und Braun gemessen, die Stromstärke mittels eines im Stromkreis der Röhre liegenden Hitzdrahtamperemeters. Benutzt wurde 50 periodiger Wechselstrom, der durch einen Umformer auf die zum Betrieb der Röhre erforderliche Überspannung gebracht wurde und durch einen im Eingangskreis liegenden Ohmschen Widerstand auf den jeweilig gewünschten Stromwert eingestellt werden konnte. Die Verwendung von Wechselstrom statt des sonst für Messungen der L. F. verwendeten Gleichstroms hat sich als unerlässlich herausgestellt, weil in Gasgemischen bei Gleichstrom stets durch Elektrophorese eine Entmischung stattfindet, die von Lompe und Seeliger (10) für Gleichstrom mittels Sonden unmittelbar nachgewiesene Gleichförmigkeit der L. F. über die Säulenlänge also nicht mehr vorhanden ist. Bei der Messung mit Wechselstrom werden allerdings in jeder Halbwelle die zu Stromstärken von Null bis zum Scheitelpunkt gehörigen L. F. durchlaufen, aus denen das Meßinstrument wegen der Abweichung von der Sinusform einen nicht ganz richtigen Mittelwert bildet, jedoch muß die damit verbundene Unsicherheit gegenüber dem mit dem Fortfall von Elektrophorese verbundenen Vorteil mit in Kauf genommen werden. Bemerkt sei übrigens, daß

durch Anwendung mehrerer auf der Länge der Röhre verteilten Sondenpaare die elektrophoretische Entmischung durch Kennlinienaufnahmen der Einzelabschnitte der Säule unmittelbar bestimmt werden kann¹⁾. Aus obigem Grunde befand sich auch bei allen nachstehenden Messungen, soweit nicht ausdrücklich etwas anderes gesagt ist, ein Kondensator von $2\ \mu\text{F}$ im Ausgangskreis des Umformers in Reihe mit der Versuchsröhre.

Das zur Verwendung gelangte Neon wurde, in Glaskolben gefüllt, von Griesogen als spektralrein bezogen, d. h. es enthielt leichter anregbare Verunreinigungen in spektral nicht wahrnehmbarer Menge; Argon wurde im eigenen Betrieb gereinigt hergestellt. Im Laufe der Versuche erwies es sich als erforderlich, Kolben mit Gemischen von Neon und Argon zu füllen, wobei der letztere Bestandteil nur Bruchteile von 1% ausmachte und ganz genau bemessen sein mußte. Hierfür ist das sonst übliche Verfahren des nacheinander erfolgenden Einfüllens an der Pumpanlage nicht brauchbar, wie schon Alterthum, Reger und Seeliger (3) betont haben. Es wurden vielmehr die Zusätze in vorher dem Volumen nach bestimmte Kölbchen unter berechnetem Druck eingefüllt, die Kölbchen mit dem Hauptgaskolben verschmolzen und nach Öffnen der beiderseitigen Durchschlagsspitzen 3—4 Tage in Verbindung gelassen; nach dieser Zeit hat mit Sicherheit, wie gesondert festgestellt worden ist, eine vollständige Vermischung stattgefunden.

Das Reinigen der Röhre erfolgte zunächst durch Auspumpen mit einer Quecksilberdiffusionspumpe unter Zwischenschaltung einer mit flüssiger Luft gekühlten Falle, in deren Verbindung die Zuleitung der Gasmische mittels zweier Hähne erfolgte, so daß zwischen Falle und Röhre kein weiterer Hahn vorhanden war. Die Reinigung selbst wurde nach Füllung der Röhre mit einem Neon-Helium-Gemisch unter Belastung mit mehreren 100 mA vorgenommen, Füllung und Belastung wurden mehrmals wiederholt. Beim Pumpen und unter Strom erfolgte eine zusätzliche Erhitzung der Glaswände durch eine Gebläseflamme. Die Druckmessung erfolgte durch zwei McLeodmanometer für die verschiedenen Druckbereiche.

1) Auch könnte die Wechselstrom-Kennlinienaufnahme in Gasmischen zur Verfolgung eintretender Veränderungen, z. B. durch Temperatur oder Druck, benutzt werden, oder auch für die Messung der selektiven Aufzehrung eines Bestandteils, wobei die Änderung des Gesamtdruckes auf andere Weise zu messen ist.

Eine etwaige Zumischung von Quecksilber oder Natrium erfolgte durch Eindampfen der Metalle aus angeschmolzenen Ansatzkölbchen, die beim Reinigen nicht miterhitzt wurden; nach dem Eindampfen erfolgte ein nochmaliges Abpumpen des Edelgases und eine neue Füllung mit diesem. Mit Ausnahme der mit Natrium versehenen Röhren wurden alle Versuche, soweit später nicht ausdrücklich etwas anderes gesagt ist, auf der Pumpe durchgeführt; um das Totvolumen nicht zu groß zu gestalten, wurden zwischen Falle und Diffusionspumpe während der Messung mittels eines Hahnes die übrigen Teile der Anlage, d. h. Diffusionspumpe, die McLeodmanometer und die Zuführungen abgeschlossen.

3. Ergebnisse

Bei der Auswahl eines für systematische Untersuchungen geeigneten Gasgemisches scheiden Metaldämpfe zunächst aus, weil sich bei ihnen mit Änderung der Stromstärke auch die Dampfdichte ändert, was selbst durch Arbeiten im Thermostaten nur schwer zu vermeiden ist. Helium als Hauptgas erscheint ungeeignet, weil es (vgl. oben) schon an sich einen anomalen Verlauf der Kennlinie aufweist. So wurde zunächst Neon als Hauptgas mit Argon als leichter ionisierbarem Zusatz untersucht.

Das System Neon-Argon

Einige Vorversuche zeigten, daß bei Argonzusätzen von etwa 1% der Verlauf der bekannten Neonkennlinie ein gänzlich anderer wird, insofern als diese sonst durchweg fallende Kennlinie bei Stromstärken zwischen 10 und 100 mA alle möglichen anderen Neigungen annimmt, wobei steigende Kennlinienäste häufig zu beobachten sind. Der Verlauf der Kennlinien ist stark abhängig vom Gesamtdruck und von der Höhe des Argonzusatzes. Es wurden daher bei Gesamtdrucken von 2, 4, 6, 8 und 10 Torr und Argongehalten von 0,2, 0,4, 0,6, 0,8 und 1,0% die Kennlinien bis zu 200 mA herauf aufgenommen. Die Ergebnisse sind für die Drucke 2, 4, 6 und 10 Torr in Abb. 1—4 wiedergegeben. Zum Vergleich sind die mit 0,0 bezeichneten Kennlinien von reinem Neon mit aufgenommen worden. Von den gestrichelten und punktierten Schaulinien sei zunächst noch abgesehen.

Am übersichtlichsten liegen die Verhältnisse bei 2 Torr gemäß Abb. 1. Durch alle Zusätze wird die L.F. des Neons im ganzen Strombereich erniedrigt, und zwar um so stärker, je größer der Argonzusatz ist. Diese Erniedrigung ist um so stärker, je geringer

die Stromstärke, und zwar wirkt sich diese Stromstärkenabhängigkeit der Erniedrigung dahin aus, daß sämtliche Kennlinien von Neon

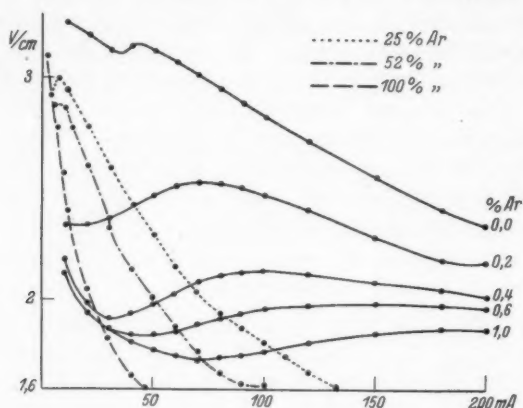


Abb. 1. Kennlinien von Neon bei $p = 2$ Torr mit Argonzusätzen für 20 mm Durchmesser

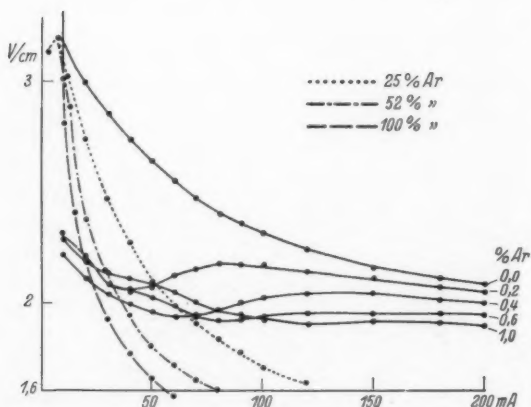


Abb. 2. Kennlinien von Neon bei $p = 4$ Torr mit Argonzusätzen für 20 mm Durchmesser

mit Argon zwischen etwa 30 und 80 mA steigenden Verlauf haben. Auffallend ist dabei, daß unterhalb 40 mA die Kennlinien bei 0,4, 0,6 und 1% praktisch zusammenfallen, wobei sie an sich fallenden

Verlauf zeigen, daß aber andererseits mit 1% Argon das Steigen der Kennlinie über 80 mA bis etwa 180 mA hinaufgeht, um dort

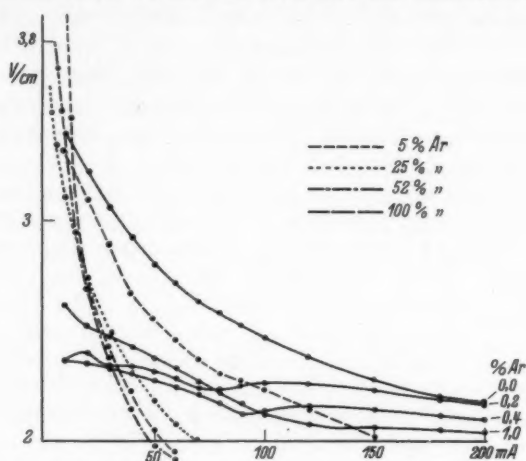


Abb. 3. Kennlinien von Neon bei $p = 6$ Torr mit Argonzusätzen für 20 mm Durchmesser

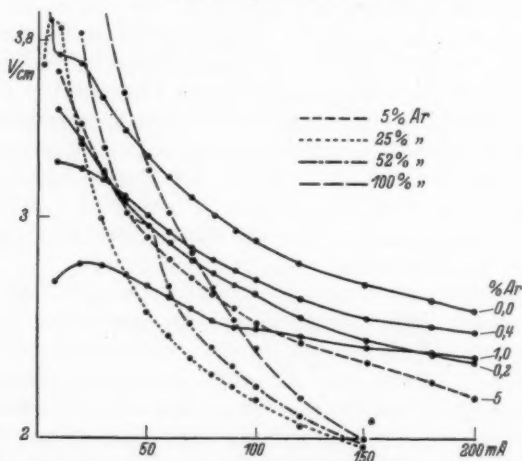


Abb. 4. Kennlinien von Neon bei $p = 10$ Torr mit Argonzusätzen für 20 mm Durchmesser

einen waagerechten Verlauf anzunehmen. Der bei allen Kennlinien beim Übergang vom ersten Fallen zur ersten Steigung durchlaufene Mindestwert der L. F. verschiebt sich mit steigendem

Argongehalt deutlich nach höheren Stromstärken, wie folgende Aufstellung zeigt:

Argonzusatz	0,2	0,4	0,6	1,0%
Mindestwert der L. F. bei .	20	30	40	70 mA.

In Abb. 2 ist für 4 Torr die Kennlinie von 0,6% Ar nur von 40 mA ab gezeichnet, bei niedrigeren Stromstärken fällt sie praktisch mit denjenigen von 0,2 und 1% zusammen. Hier tritt die in Abb. 1 bereits angedeutete Überschneidung der Kennlinien bei etwa 30 mA schon deutlicher hervor, die Reihenfolge ist bei höheren Stromstärken die gleiche wie bei 2 Torr, bei 10 mA ist die L. F. bei 1% Ar höher als bei den kleineren Zusätzen. Auch der Mindestwert verläuft ähnlich:

Argonzusatz	0,2	0,4	0,6	1,0%
Mindestwert der L. F. bei .	40	60	80	120 mA.

Ähnlich liegen die Verhältnisse bei 6 Torr nach Abb. 3, bei 10 mA hat 1% Ar noch deutlicher die höchste L. F. von allen Gemischen, bei 200 mA ist die Reihenfolge die gleiche wie bei 2 und 4 Torr; das Steigen und Fallen der Kennlinien ist jedoch viel weniger ausgeprägt als bei den kleineren Drucken.

Verständlich wird dieses Verhalten offenbar erst durch dasjenige bei 10 Torr nach Abb. 4, wo sich bei 10 mA die Reihenfolge der Gasgemische vollständig umgekehrt hat, während bei 200 mA bei 0,2% Ar zwar die niedrigste L. F. liegt, die sich aber von derjenigen von 1% Argon nicht wesentlich unterscheidet; andererseits liegt letztere deutlich unter derjenigen von 0,4% Ar, d. h. es besteht ein Höchstwert der L. F. zwischen 0,2 und 1% Argon. Ein steigender Ast tritt lediglich bei 0,2% zwischen 10 und 20 mA auf, bei den anderen Gemischen ist ein solcher höchstens unterhalb dieses Stromstärkenbereichs angedeutet.

Die Kennlinie des reinen Neons (0,0) verläuft bei allen Stromstärken oberhalb derjenigen der Neon-Argongemische. Zum Vergleich mit der L. F. des reinen Argons wurde diese ebenfalls aufgenommen, die Werte sind in Abb. 1—4 als großgestrichelte Kennlinien mit der Bezeichnung 100 zu den dazugehörigen Drucken eingetragen: Auffallend ist, daß sie schon bei 2 Torr für kleine Stromstärken etwas größer sind als die von Neon mit kleinen Argonzusätzen, die L. F. der letzteren Gemische liegen also keineswegs etwa zwischen den L. F. der Einzelbestandteile. Ganz ausgeprägt ist dies bei 10 Torr (Abb. 4) der Fall, bei welchem Druck die L. F. des reinen Argons nicht nur erheblich größer als die von Neon mit Argonzusätzen, sondern sogar bei nicht allzu kleinen Stromstärken

größer als die des reinen Neons ist¹⁾. Die Überschneidung findet bei 50 mA statt, wo die L.F. von Neon und Argon zusammenfallen. Headrick und Duffendack(4) hatten bei 14 Torr und 44 mm Rohrdurchmesser bei 40 mA ebenfalls gleich große L.F. gefunden, sagen jedoch nichts darüber, daß sie eine Überschreitung der L.F. des Neons durch die des Argons beobachtet hätten. Diese Überschreitung ist bei unseren Messungen auch für 6 Torr (Abb. 3) vorhanden bei etwa 12 mA und für 4 Torr (Abb. 2) bei 10 mA.

Um einen noch besseren Überblick über die Gesetzmäßigkeiten zu erhalten, nach denen sich die L.F. von Neon-Argongemischen zusammensetzt, wurden einige Gemische mit mittlerem Argongehalt untersucht, und zwar mit 52, 25 und 5% Argon. Das Einfüllen von 52 und 25% geschah nicht mittels Kölbchen, sondern durch abwechselndes Einlassen von kleineren Neon- und Argonmengen unter Ablesung der jeweilig hinzugetretenen Mengen, da es auf große Genauigkeit hierbei nicht ankam. Die Kennlinien für 5% Argon sind kleingestrichelt, 25% punktiert und 52% strichpunktziert eingetragen. Bei 2 Torr (Abb. 1) liegen die Zwischenwerte der L.F. im ganzen Stromstärkenbereich zwischen denen der beiden Einzelgase, man könnte also daraus zunächst auf eine nicht allzu verwickelte Mischungsregel schließen, die allerdings für die kleinen Argonzusätze nicht Geltung haben würde, denn die Kennlinien dieser Gemische werden von denen mit größeren Zusätzen glatt durchschnitten, und zwar bei höheren Stromstärken als die L.F. Kennlinie des reinen Argons es tat. Während bei 2 und 4 Torr die Reihenfolge der Kennlinien mit größeren Zusätzen der Größe der Zusatzmenge entspricht, fängt bei 6 Torr (Abb. 3) bereits ein Abweichen von dieser Reihenfolge an, das bei 10 Torr dahin umschlägt, daß die L.F. dieser Gemische kleiner sind als die des Argons selbst. Bei sehr kleinen Stromstärken liegen sie zwischen der L.F. des Argons und der dann kleineren L.F. des Neons, die Umkehr der Reihenfolge hängt also offensichtlich mit der eigentümlichen Überschreitung der L.F. des Neons durch die des Argons bei höher werdendem Druck zusammen. Die Kennlinien für die höheren Zusätze sind aus zeichnerischen Gründen nur bis zu Stromstärken eingetragen worden, bei denen sie 2,0 bzw. 1,6 Volt/cm erreichen, aus den Messungen, übrigens auch schon aus dem Verlauf der Kennlinien in Abb. 4 geht aber hervor, daß mit größer werdender Stromstärke eine Wiedenumkehr der Reihenfolge eintritt, so daß dann die bei kleineren

1) Da die gleiche Überschneidung in verstärktem Maße auch bei Krypton gegenüber Argon eintritt, scheint hier eine Gesetzmäßigkeit vorzuliegen.

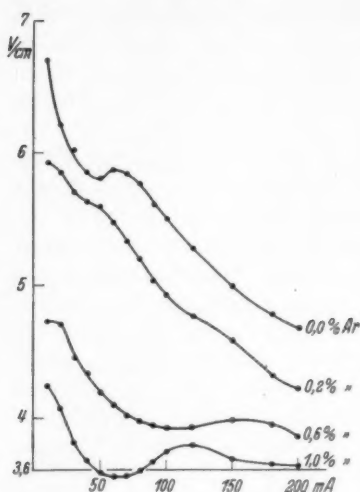


Abb. 5. Kennlinien von Neon bei $p = 2$ Torr mit Argonzusätzen für 11 mm Durchmesser

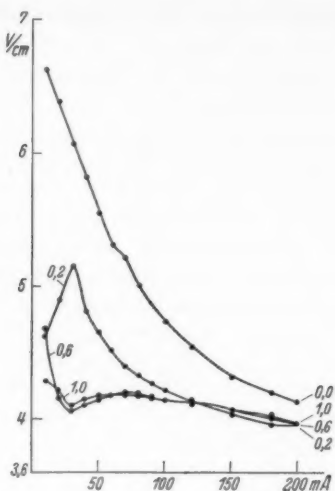


Abb. 6. Kennlinien von Neon bei $p = 4$ Torr mit Argonzusätzen für 11 mm Durchmesser

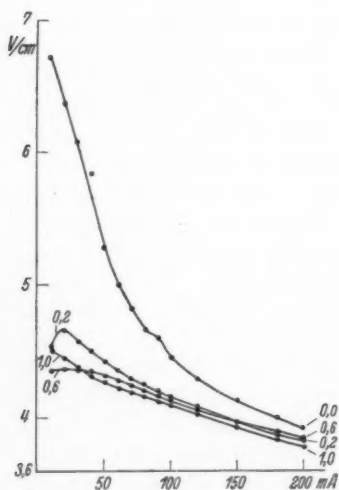


Abb. 7. Kennlinien von Neon bei $p = 6$ Torr mit Argonzusätzen für 11 mm Durchmesser

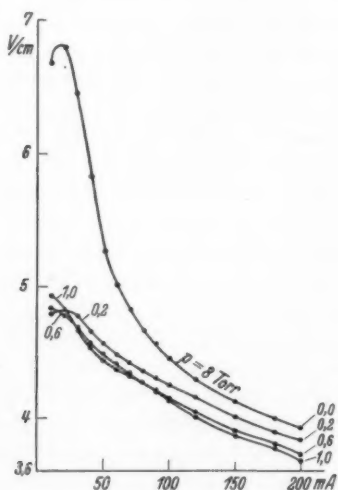


Abb. 8. Kennlinien von Neon bei $p = 10$ Torr mit Argonzusätzen für 11 mm Durchmesser

Drucken vorhandene, der Höhe des Zusatzes entsprechende Reihenfolge sich auch bei den höheren Drucken wieder einstellt.

Da es vor allem wichtig erschien, etwaige Volumen- und Wandwirkungen möglichst zu trennen, wurden die gleichen Versuche mit

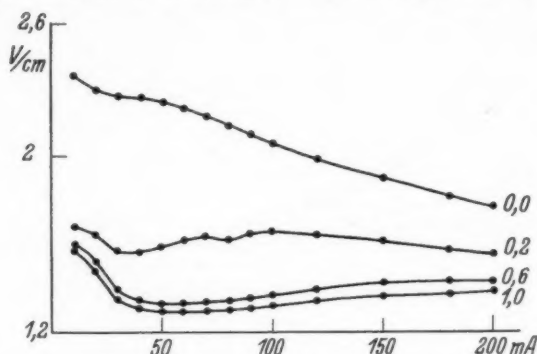


Abb. 9. Kennlinien von Neon bei $p = 2$ Torr mit Argonzusätzen für 30 mm Durchmesser

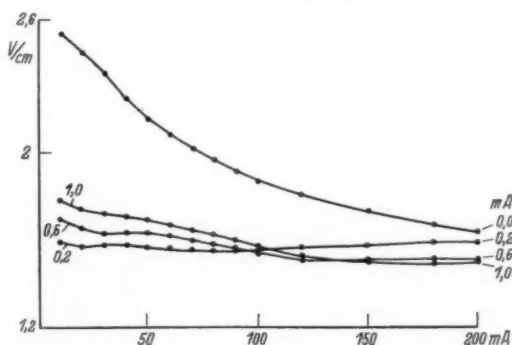


Abb. 10. Kennlinien von Neon bei $p = 4$ Torr mit Argonzusätzen für 30 mm Durchmesser

Rohrdurchmessern von 11 sowie 30 mm durchgeführt, und zwar mit Argonzusätzen von 0,2—1%. Für 11 mm Rohrdurchmesser sind die Kennlinien in Abb. 5—8 für $p = 2, 4, 6$ und 10 Torr dargestellt. Der Verlauf ist im großen gesehen ähnlich dem bei 20 mm Rohrdurchmesser erhaltenen der Abb. 1—4, die bei 4 Torr (Abb. 6) bei 0,2% Argon und 30 mA auftretende Spitze ist in Abb. 7 für denselben Argongehalt bei 20 mA immer noch deutlich vorhanden. Nach kleinen Stromstärken hin findet ebenfalls bei den höheren

Drucken die schon aus Abb. 1—4 bekannte Überschneidung der Kennlinien der einzelnen Zusätze mit daraus folgender völliger Umkehr der Reihenfolge statt.

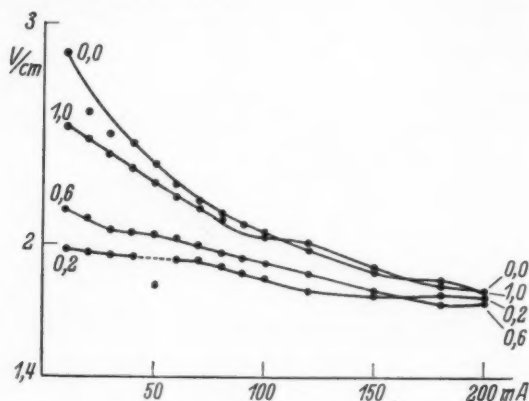


Abb. 11. Kennlinien von Neon bei $p = 6$ Torr mit Argonzusätzen für 30 mm Durchmesser

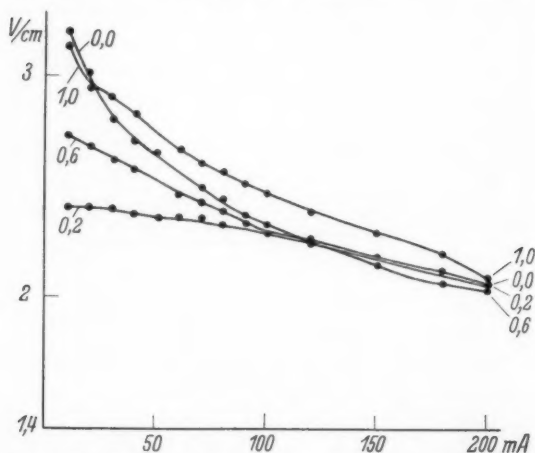


Abb. 12. Kennlinien von Neon bei $p = 10$ Torr mit Argonzusätzen für 30 mm Durchmesser

Bei 30 mm Rohrdurchmesser ist die Umkehr bereits bei $p = 4$ Torr (Abb. 10) unter 100 mA als fast gemeinsamem Schnittpunkt bereits vollständig, bei 6 Torr (Abb. 11) ist bereits bei 200 mA die Reihenfolge: reines Neon, 1, 0,2, 0,6% Argon, zwischen 100 und 150 mA

ist die L. F. von Neon mit 1% Argon sogar größer als die von reinem Neon. In einem noch größeren Stromstärkebereich, nämlich von 24 bis > 200 mA, ist dies dann bei 8 Torr (Abb. 12) der Fall.

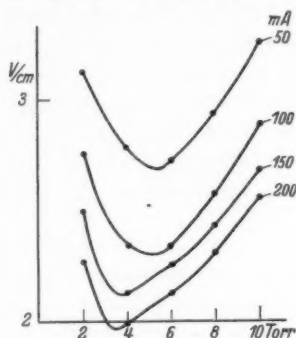


Abb. 13. L. F. von Neon in Abhängigkeit vom Druck bei verschiedenen Stromstärken (20 mm Durchmesser)

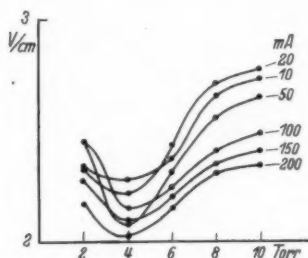


Abb. 14. L. F. von Neon mit 0,2% Ar in Abhängigkeit vom Druck (20 mm Durchmesser)

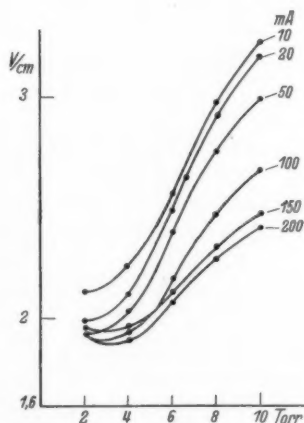


Abb. 15. L. F. von Neon mit 0,6% Ar in Abhängigkeit vom Druck (20 mm Durchmesser)

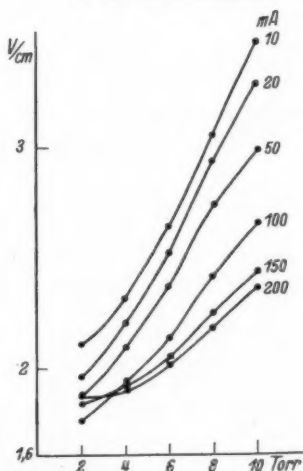


Abb. 16. L. F. von Neon mit 1% Ar in Abhängigkeit vom Druck (20 mm Durchmesser)

Aus den bis jetzt dargestellten Meßreihen geht ein starker, aber zunächst sehr unübersichtlicher Einfluß des Druckes auf die Stromstärkenabhängigkeit der Kennlinien der verschiedenen Gemenge bei allen drei Durchmessern hervor. Es wurde deshalb für den Rohr-

durchmesser von 20 mm eine unmittelbare Darstellung der Druckabhängigkeit der L. F. für die verschiedenen Gemische in Scharen von Kennlinien für Stromstärken von 10, 20, 50, 100, 150 und 200 mA durchgeführt, die in den Abb. 13—19 wiedergegeben ist. Für reines Neon (Abb. 13) ist der Verlauf der Druckabhängigkeit der bereits aus den Messungen von Lompe und Seeliger (10) bekannte mit einem Mindestwert der L. F. bei $p = 3 \dots 5$ Torr, wobei sich mit abnehmen-

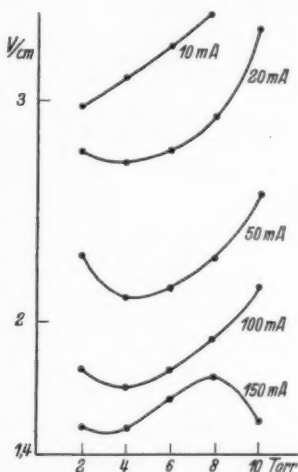


Abb. 17. L. F. von Neon mit 25% Ar in Abhängigkeit vom Druck (20 mm Durchmesser)

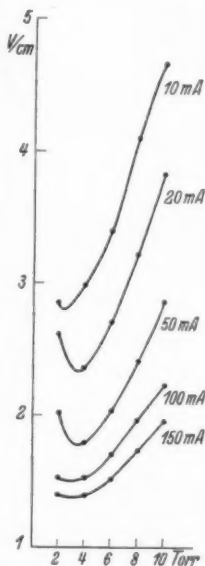


Abb. 18. L. F. von Neon mit 52% Ar in Abhängigkeit vom Druck (20 mm Durchmesser)

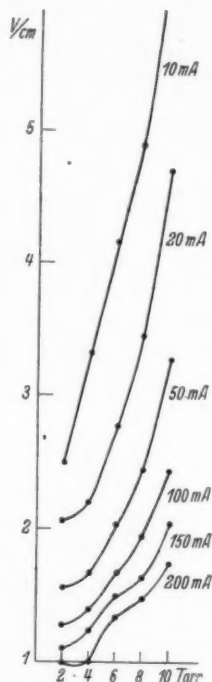


Abb. 19. L. F. von Argon in Abhängigkeit vom Druck (20 mm Durchmesser)

Mindestwert zu höherem Druck hin verschiebt. Bei 0,2% Ar (Abb. 14) sind die Kennlinien im allgemeinen enger zusammengedrückt, und es finden zahlreiche Überschneidungen statt, besonders im Gebiet der kleinen Stromstärken. Der Mindestwert liegt aber noch bei ungefähr den gleichen Drucken von 3—5 Torr. Bei Erhöhung des Argonzusatzes auf 0,6% (Abb. 15) sind Überschneidungen hauptsächlich bei den höheren Stromstärken vorhanden, der Mindestwert liegt aber deutlich nach kleineren Drucken als 3 Torr hin verschoben, wobei der auf-

steigende Ast meist erst unterhalb 2 Torr liegen dürfte, bei welchem Druck hier nicht mehr gemessen wurde. Noch ausgeprägter ist die Verschiebung des Mindestwertes zu kleineren Drucken bei 1 % Ar (Abb. 16), während bei 25 % Ar (Abb. 17) die Verschiebung des Mindestwertes wieder rückgängig geworden ist und er ebenso wie bei 52 % Ar (Abb. 18) wieder bei 3—4 Torr liegt. Dabei nähert sich der Verlauf der Druckabhängigkeit der L. F. der in Abb. 19 für reines Argon dargestellten in zunehmendem Maße.

Am wesentlichsten für die Beurteilung der Ergebnisse ist die Frage nach dem Einfluß des Argonzusatzes. Dieser geht aus Abb. 20 für $p = 10$ Torr und Abb. 21 für $p = 2$ Torr hervor. Die für 10, 50, 100, 150 und 200 mA dargestellten Schaulinienscharen der L. F. in Abhängigkeit vom Argonzusatz entsprechen den beiden Hauptgruppen, für die sie daher als typische Vertreter ausgewählt sind: Ähnlich wie bei 10 Torr liegen die Schaulinien für 8 und

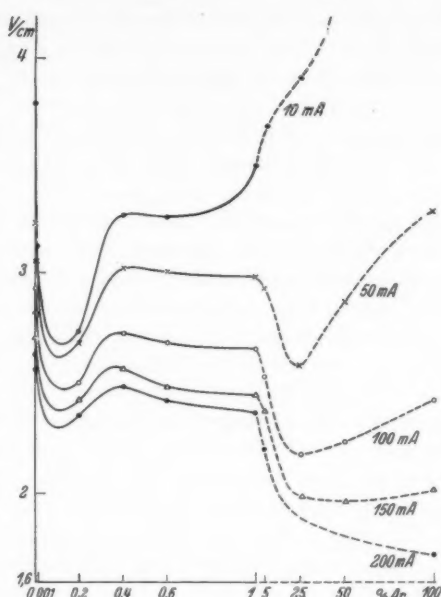


Abb. 20. L. F. von Neon in Abhängigkeit vom Argonzusatz für $p = 10$ Torr bei 20 mm Durchmesser

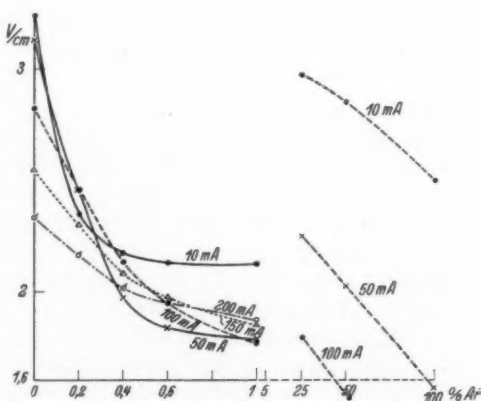


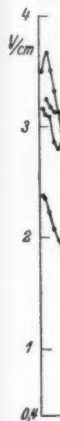
Abb. 21. L. F. von Neon in Abhängigkeit vom Argonzusatz für $p = 2$ Torr bei 20 mm Durchmesser

6 Torr, ähnlich wie bei 2 Torr die für 4 Torr. In Abb. 20 und 21 ist als Ordinate die L. F., als Abszisse der Argonzusatz eingetragen, letzterer in verschiedenem Maßstab, nämlich von 0...1% für den linken Teil, von 1—100% stark verkleinert für den rechten Teil der dort gestrichelt gezeichneten Schaulinien. Bei 10 Torr fällt zunächst auf, daß zwei Mindestwerte von allen Schaulinien außer derjenigen für 10 mA durchlaufen werden, von denen der eine zwischen 0,01 und 0,2%, der andere bei etwa 25% Argon liegen dürfte. Der Verlauf der Schaulinien im einzelnen liegt in Anbetracht der dafür nicht genügend zahlreichen Meßpunkte zwar nicht genau fest, dürfte aber ungefähr dem gezeichneten entsprechen. Während der erste Mindestwert bei allen Stromstärken sich ausbildet, ist dies für den letzteren nur bei den mittleren Stromstärken von 50 und 100 mA der Fall, bei der kleineren von 10 mA findet sich an Stelle dessen ein fast gerader, steil aufsteigender, bei den größeren ein ungefähr waagerechter Verlauf. Wesentlich anders liegen die Verhältnisse bei 2 Torr (Abb. 21), hier haben sich, im großen gesehen, beide Mindestwerte zu einem breiten Band verschmolzen, das von 0,4 bis etwa 5% Ar reichen dürfte, bei den kleineren Stromstärken ist es nach der Seite der höheren Argonzusätze hin deutlicher ausgeprägt, bei den größeren äußert es sich nur noch in dem Auftreten einer Stufe. Die Überschneidungen bedeuten im übrigen steigende Äste der Kennlinien nach der Abb. 1.

Bei Rohrdurchmessern von 30 und 11 mm sind die Verhältnisse in dieser Darstellungsart grundsätzlich dieselben, weshalb auf ihre Wiedergabe verzichtet sei. Allerdings ist hier nur von reinem Neon bis zu 1% Argon gemessen worden.

Das System Neon-Natrium

Um festzustellen, ob es sich bei dem bisher untersuchten Gemisch von Neon-Argon um einen allgemeineren Einfluß kleinerer Zusätze niedriger ionisierbarer Bestandteile auf die L. F. von Neon handelt, wurde ferner das System Neon-Natrium näher, wenn auch nicht so eingehend wie Neon-Argon untersucht. Es wären dann ähnliche Abweichungen in dem gleichen Stromstärkegebiet zu erwarten, d. h. in einem Bereich bis zu 200 mA aufwärts, in dem durch die aufgenommene elektrische Energie allein kein zur Lichtanregung ausreichender Dampfdruck zustande kommt. Der Natriumdampfdruck wurde daher durch Außenerhitzung eingestellt, wie dies Pirani und Reger(11) bereits bei den Lichtausbeutemessungen der Natriumentladung getan haben. Es wurden Röhren von 20 mm Innendurchmesser und etwa 50 cm Länge verwendet, in denen die Sonden



35
von
Uy
in
mi
Ab
ab
etw
lin
Fa
—
Te
nel
Na

in 10 cm Abstand voneinander angebracht waren. Vor dem Eindampfen des Natriums wurde die Kennlinie des reinen Neons bei $p = 2$ Torr aufgenommen, dann diejenigen von Neon mit Natrium zwischen Temperaturen von $200 \dots 350^\circ \text{C}$. In Abb. 22 sind die Kennlinien von Neon mit Natrium bei 300 und 350°C ¹⁾ dargestellt, und zwar bis zu Stromstärken von 800 mA ; außerdem ist die Kennlinie von Neon mit Natrium im Ansatz bei Zimmertemperatur, mit $\text{Ne}_{0,0}$ bezeichnet, angegeben; ihre Abweichung von der aus Abb. 1 für reines Neon, Bezeichnung $0,0$, übernommenen dürfte auf bei Zimmertemperatur bereits vorhandene Spuren von Natrium zurückzuführen sein. Ob die aus diesen Kennlinien bei Stromstärken unterhalb

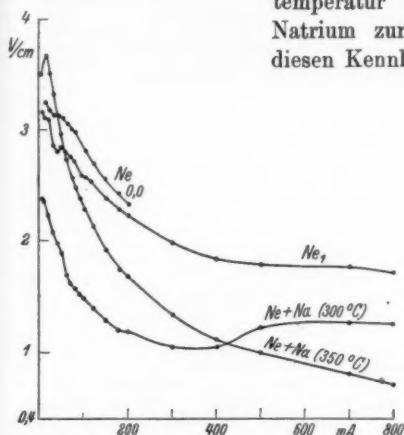


Abb. 22. Kennlinien von Neon mit Natrium verschiedener Temperatur (20 mm Durchmesser) $p_{\text{Ne}} = 2$ Torr

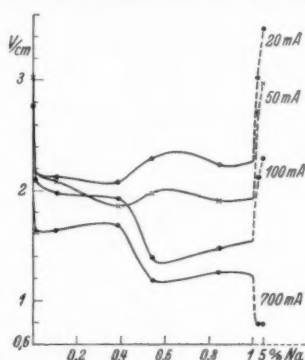


Abb. 23. L. F. von Ne in Abhängigkeit vom Natriumzusatz (20 mm Durchmesser) $p_{\text{Ne}} = 2$ Torr

35 mA hervorgehende Erhöhung der L. F. des Neons durch Natrium von 350°C in Wirklichkeit vorhanden ist und vielleicht mit der von Uyterhoeven und Verburg⁽⁵⁾ für höhere Stromstärken gefundenen in Zusammenhang steht, sei dahingestellt. Die Kennlinie von Neon mit Natrium von 350°C zeigt höchstens unterhalb 10 mA eine kleine Abweichung von der bei Neon-Argon gefundenen Art, weit deutlicher aber diejenige von Neon mit Natrium bei 300°C ; hier tritt von etwa 350 mA an wieder ein gut ausgeprägtes Ansteigen der Kennlinie auf, das bis etwa 550 mA reicht, um dann einem langsamen Fallen Platz zu machen. Es handelt sich um durchaus ähnliche

1) Da nur die Außentemperatur gemessen werden kann, ist die wahre Temperatur infolge der Wattaufnahme höher, und zwar steigend mit zunehmender Stromstärke. Dieser Umstand wäre bei der Betrachtung des Natriumeinflusses eigentlich noch gesondert zu berücksichtigen.

Kurven wie die bei Neon-Argon von gleichem Druck (Abb. 1) gefundenen, nur daß das Steigen der Kennlinienäste bei höheren Stromstärken als dort auftritt¹⁾. Um einen Vergleich bezüglich der wirksamen Zusatzmenge ziehen zu können, ist in Abb. 23 die Abhängigkeit der L. F. bei 20, 50, 100 und 700 mA Stromstärke und $p = 2$ Torr von dem aus der Dampfdruckkurve des Natriums nach Knoll, Ollendorf und Rompe (12) berechneten Natriumgehalt wiedergegeben. Ihr allgemeiner Verlauf ähnelt etwas dem von Neon-Argon bei $p = 10$ Torr in Abb. 20 dargestellten.

Das System Neon-Quecksilber

Die in Abb. 24 für Neon-Quecksilber wiedergegebenen Kennlinien sind ohne besondere Temperaturregelung aufgenommen worden,

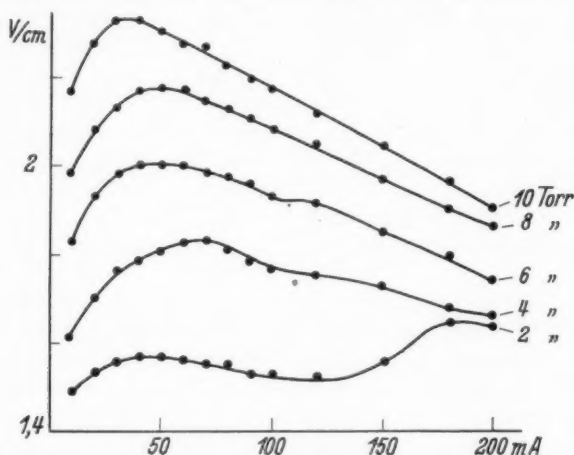


Abb. 24. Kennlinien von Ne + Hg bei verschiedenen Neondrucken (20 mm Durchmesser)

d. h. es ist in ihnen noch der mit steigender Stromstärke ansteigende Dampfdruck und die dadurch bedingte Änderung der L. F. enthalten. Die Kennlinien zeigen bei 4—10 Torr ungefähr ähnlichen Verlauf, nämlich von 10 mA bis zu Stromstärken von 30—70 mA ansteigend, während die Kennlinien von 2 Torr einen S-förmigen Verlauf zeigen, der etwa dem in Abb. 1 dargestellten von Neon mit 1% Argon ähnelt. Von diesen Kennlinien unterscheiden sich diejenigen von

1) Steigende Kennlinienäste sind bei Neon-Natrium für noch höhere Stromstärkenbereiche schon gelegentlich früherer, nicht veröffentlichter Untersuchungen von H. Jancke, M. Reger und H. Schmellenmeier unabhängig festgestellt worden.

Neon-Quecksilber jedoch allgemein dadurch, daß sie schon von 10 mA an zu steigen beginnen, wobei allerdings bei noch kleineren, nicht durchgemessenen Stromstärken ein fallender Teil vorangehen könnte. Es ist also die bisher noch nicht bekannte Tatsache zu verzeichnen, daß Neon mit Quecksilber bei Zimmertemperatur bei nicht allzu großen Stromstärken eine steigende Kennlinie aufweist¹⁾.

Angesichts dieses Befundes erschien es geboten, eine Messung der L. F. mit Gleichstrom vorzunehmen. Dies konnte in diesem Fall ohne Gefahr einer Entmischung geschehen, weil durch das auf der ganzen Rohrlänge verteilte Quecksilber für ausreichende Nachlieferung gesorgt sein dürfte. Abb. 25 zeigt, daß der Verlauf der L. F.-Kennlinie bei Gleich- und Wechselstrom praktisch der gleiche ist.

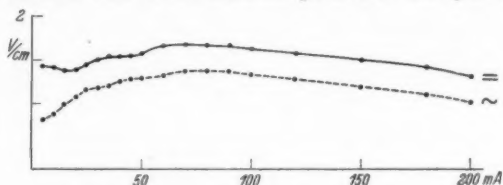


Abb. 25. Kennlinien von Ne + Hg bei $p = 4$ Torr mit Gleich- und Wechselstrom (20 mm Durchmesser) (Anfang der Volt/cm-Skala: 1,3)

Systeme mit Argon als Hauptbestandteil

Daß es sich um keine Eigentümlichkeit des Neons handelt, geht aus der in Abb. 26 dargestellten Kennlinie von Ar-Hg hervor. Der Rohrdurchmesser beträgt 34 mm, bei 20 mm sind die Kennlinien nur bis etwa 30 mA steigend.

1) Gleichzeitig tritt hierbei und auch bei Neon-Argon eine Abweichung der Kathodenfallkennlinie von dem sonst bei Hohlkathoden üblichen wagenrechten Verlauf auf; die Kennlinien des Kathodenfalls (genauer diejenigen der Summe von Anoden- und Kathodenfall) haben von 10–200 mA bei fast allen Drucken und Stromstärken einen schwach steigenden Verlauf, so daß bei kurzen Röhren die Gesamtkennlinie der Röhre in einem weit größeren Stromstärkenbereich steigend wird als die L. F. der positiven Säule, während mit zunehmender Länge die Gesamtkennlinie immer „L. F.-ähnlicher“ wird. Der Kathodenfall von Hohlkathoden zeigt also bei diesen Zusätzen nicht mehr die von Güntherschulze (13) gefundene Unabhängigkeit von der Stromstärke, sondern mehr das Verhalten des anomalen Kathodenfalls von ebenen Elektroden, wobei aber die zahlenmäßige Größe kleiner ist als die des anomalen Kathodenfalls. Übrigens haben auch die von K. Siebertz (Ann. d. Phys. [5] 27. S. 421. 1936) untersuchten Ne-Hg-Röhren eine steigende Röhrenkennlinie, wie man durch Umzeichnen der Abb. 2 seiner Arbeit leicht feststellen kann. Ob dieses Steigen auf die Längsfeldstärke zurückzuführen oder im Kathodenfall begründet ist, kann aus der Arbeit jedoch nicht entnommen werden, da es überhaupt keine Erwähnung gefunden hat.

Argon mit Krypton zeigt dagegen selbst bei 30 mm Durchmesser kein Steigen der L.F.-Kennlinien zwischen 2 und 10 Torr. Es tritt eher eine Erhöhung unter Parallelverschiebung der Kennlinien auf.

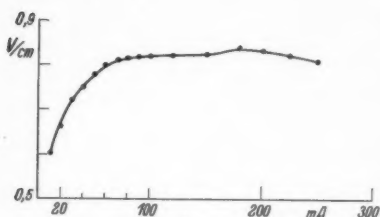


Abb. 26. Kennlinie von Ar + Hg
bei $p = 1,5$ Torr
(34 mm Durchmesser)

Diesen bis jetzt einzigen Fall des Ausbleibens eines Steigens kann man wohl mit einiger Berechtigung dahin verstehen, daß das Steigen nur in den Gasgemischen stattfindet, in denen auch die Zündspannung erniedrigt wird, in denen also die Ionisierungsspannung des Zusatzgases kleiner als die Anregungsspannung der metastabilen Niveaus des Hauptgases ist.

4. Fehlerquellen und Meßgenauigkeit

Bei der Abschätzung der Meßgenauigkeit, die durch subjektive und objektive Fehlerquellen beeinflusst sein kann, ist zunächst die

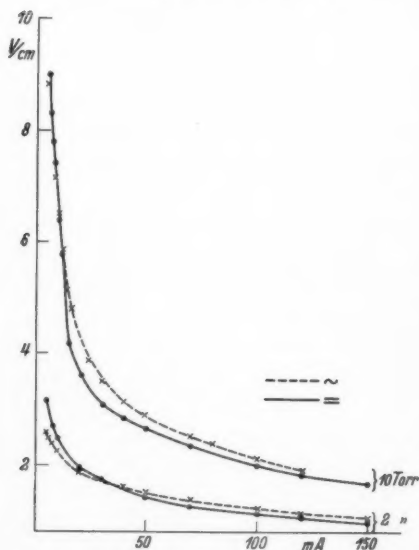


Abb. 27. Kennlinien von Argon bei Gleich- und Wechselstrom für $p = 2$ und 10 Torr
(20 mm Durchmesser)

Frage nach der Zuverlässigkeit der Sondenmessung der L. F. bei Wechselstrom zu stellen. Bei der sonst üblichen Messung mit Gleichstrom erhält man durch Messung des Raumpotentials mit Sonden ohne Stromentnahme einwandfreie Werte, weil man die Differenz zweier Raumpotentiale mißt, die für sich allein nicht richtige Absolutwerte darstellen. Bei Wechselstrom ist zunächst dasselbe zu erwarten, weil der Aufbau der Entladung in jeder Halbwelle in einer im Vergleich zur Dauer der Halbwelle (10^{-2} Sek.) sehr kleinen Zeit ($\sim 10^{-5}$ Sek.) erfolgt und eine Änderung der Symmetrieverhältnisse

nicht anzunehmen ist. Eine vergleichende Prüfung der Messung mit Gleich- und Wechselstrom war bereits bei Ne-Hg erfolgt und wurde bei den Einzelgasen Argon und Neon ebenfalls vorgenommen. Wie aus Abb. 27 zu ersehen ist, fallen bei Argon sowohl für 2 als

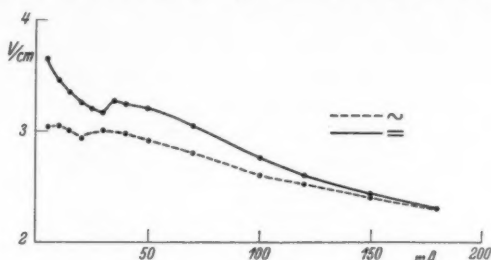


Abb. 28. Kennlinien von Neon bei Gleich- und Wechselstrom für $p = 2$ Torr (20 mm Durchmesser)

auch 10 Torr die Gleich- und Wechselstromwerte für die kleineren Stromstärken praktisch zusammen, für höhere Stromstärken sind die mit Wechselstrom gemessenen L. F. etwas größer als die mit Gleich-

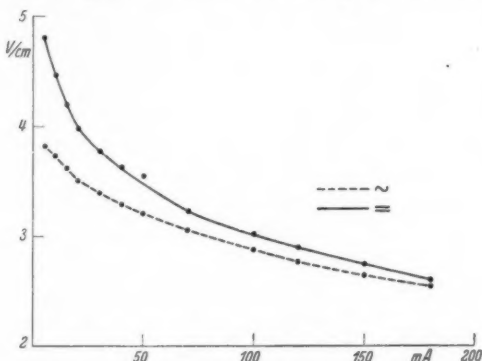


Abb. 29. Kennlinien von Neon bei Gleich- und Wechselstrom für $p = 10$ Torr (20 mm Durchmesser)

strom gemessenen. Auch für Helium, das in dieser Beziehung ebenfalls durchgemessen wurde, stimmen die mit Wechselstrom gemessenen L. F. mit den von Lompe und Seeliger (10) mit Gleichstrom gemessenen überein, insbesondere was das Ansteigen mit der Stromstärke betrifft. Anders liegen die Verhältnisse bei Neon, wo die Wechselstromwerte sowohl bei 2 (Abb. 28) als auch bei 10 Torr (Abb. 29) kleiner sind als die Gleichstromwerte. Dieser Unterschied

wird mit abnehmender Stromstärke immer größer und findet seinen stärksten Ausdruck darin, daß bei Stromstärken von 10–20 mA sogar eine Umkehr der Neigung der Kennlinie der Wechselstrom-L.F. erfolgt. Einen entsprechenden Verlauf, ebenfalls bei Wechselstrom, zeigen übrigens auch die früher aufgenommenen Kennlinien des Neons von Abb. 1–4, die aber nicht unter Stromstärken von 10 mA reichen. Ein etwaiger Gehalt an schwerer ionisierbaren Bestandteilen (z. B. Helium) ist dafür nicht verantwortlich zu machen, obwohl ein solcher bei Gleichstrom durch Elektrophorese aus der Säule vielleicht entfernt werden würde; es ist aber nicht einzusehen, wie durch das Verschwinden von Helium die L.F. bei Gleichstrom erhöht werden sollte. Leichter ionisierbare Zusätze könnten allerdings bei elektrophoretischer Entmischung diese Wirkung ausüben, jedoch spricht der Reinheitsgrad des Neons (vgl. weiter unten) nicht für ihr Vorhandensein.

Eine weitere Beeinflussung wäre vielleicht durch den in Reihe mit der Röhre geschalteten, der Absperrung von sich etwa überlagerndem Gleichstrom dienenden Kondensator von $2\ \mu\text{F}$ möglich. Bei unter Fortlassung dieses Kondensators vorgenommenen Messungen wurden jedoch genau die gleichen Kennlinien erhalten. Ferner wirken die zur Messung benutzten elektrostatischen Voltmeter als parallel geschaltete Kondensatoren, die aber wegen ihrer sehr geringen Kapazität keine irgendwie ins Gewicht fallenden Störungen herbeiführen dürften.

Um schließlich von den durch die Meßinstrumente bedingten Fehlerquellen weitgehend frei zu sein, wurde der zeitliche Spannungsverlauf in jeder Halbwelle mittels eines Kathodenstrahloszillographen untersucht. Bei reinem Neon zeigte sich keinerlei Anzeichen für ein Steigen der Kennlinie bei Wechselstrom, jedoch traten insbesondere bei kleinen Stromstärken Schwingungen auf, die stärker wurden, wenn das Multizellulard Voltmeter mit an die Sonden gelegt wurde und durch einen dazu geschalteten Drehkondensator noch weiter verstärkt werden konnte. Ob das Steigen der Neonkennlinie bei kleinsten Stromstärken, für das in der Gleichstromkennlinie kein Anhaltspunkt gefunden werden kann, auf derartige, bei Neon ja häufig auftretende Schwingungen zurückzuführen ist, sei dahingestellt. Sicher ist jedoch, daß das Steigen der Kennlinien der Gasgemische nichts damit zu tun hat und nicht etwa als Verstärkung des schon bei Neon auftretenden ungewöhnlichen Verhaltens aufzufassen ist. Bei Neon-Argon sowohl als auch bei Neon-Quecksilber ist nämlich auf den steigenden Teilen der Kennlinien der oszillographisch zu verfolgende Spannungsverlauf der einer Entladung mit steigender Kennlinie, auf den fallenden Ästen auch der einer mit fallender. Abb. 30 zeigt das Oszillogramm einer Ne-Hg-Entladung auf dem steigenden Ast der Kennlinie bei 15 mA

(vgl. Abb. 25) und Abb. 31 ein solches auf dem fallenden Ast bei 150 mA. Auf der Abszisse ist die mit einem Kippschwingungsgerät erzeugte Zeitablenkung, auf der Ordinate unmittelbar die Ablenkung durch die zwischen den Sonden liegende Spannung aufgetragen. Der Unterschied im Verlauf der beiden Kennlinienäste ist deutlich erkennbar¹⁾. Die eingangs erwähnte, in jeder Halbwelle erfolgende



Abb. 30. Spannungszeitoszillogramm von Ne + Hg auf dem steigenden Kennlinienast

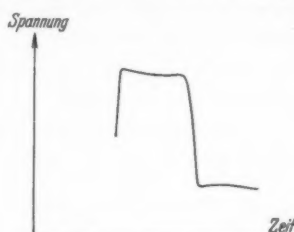


Abb. 31. Spannungszeitoszillogramm von Ne + Hg auf dem fallenden Kennlinienast

Mittelwertbildung durch die Meßinstrumente bringt also höchstens geringe Abweichungen vom wirklichen Mittelwert mit sich, kann aber andererseits nicht für die bei Neon im Bereich kleiner Stromstärken auftretende Umkehr verantwortlich gemacht werden.

Die Reinheit des als spektralrein bezogenen Neons wurde durch Spektralaufnahmen (vorgenommen von den Herren Birus und Schön) bestätigt. Das für die Gemische verwendete Argon sollte nach der Herstellung bis zu 0,2% Stickstoff enthalten können, jedoch konnte Stickstoff bei der von den gleichen Herren vorgenommenen Spektraluntersuchung nicht nachgewiesen werden. Zum Vergleich wurde noch die Kennlinie von spektralreinem Argon von Griesogen mit der unseres Argons verglichen, ein ins Gewicht fallender Unterschied war nicht festzustellen, insbesondere blieb die Erhöhung der L. F. des Argons gegenüber der des Neons bei kleinen Stromstärken bestehen.

Die Messung der L. F. ist an sich von der Dichte, nicht aber vom Druck des Gases abhängig. Daher ist der mit der Röhre in Verbindung stehende Totraum von Einfluß, weil die durch Temperatur-

1) Der sinusförmige Entladungsstrom durchläuft in jeder Halbwelle die Stromwerte von Null bis zum Scheitelwert und wieder bis Null. Bei einer Säule mit fallender L. F.-Kennlinie wird dann die Spannungsakurve zur Nullachse hin durchgebogen sein, weil dem größten Stromwert die kleinste L. F. entspricht (Abb. 31). Bei steigender L. F.-Kennlinie verläuft die Spannungsakurve erhaben gegen die Zeitachse, weil steigender Spannung wachsender Strom und umgekehrt entspricht (Abb. 30).

erhöhung in der Röhre eintretende Dichteänderung von der Größe dieses Totraumes abhängt. Rohrabmessung und Polgefäße waren zwar bis auf die angegebenen Durchmesseränderungen bei allen Messungen stets die gleichen, jedoch wurde eine Anzahl Messungen auf der Pumpe, eine andere Reihe in von der Pumpe abgezogener Röhre gemacht. Zusammengehörige Messungen, insbesondere die den ausgezogenen Kennlinien von Abb. 1—4 zugrunde liegenden, ebenso auch die in Abb. 5—8 und 9—12 wiedergegebenen Meßreihen sind bei gleichen Toträumen aufgenommen. Dagegen sind z. B. in den Abb. 20 und 21 die den verschiedenen Argongehalten entsprechenden Meßwerte bei etwas verschiedenem Totraum aufgenommen, und zwar die mit Argongehalten bis zu 1% mit etwas größerem Totraum als die mit höheren Argongehalten. Durch Vergleich bei reinem Neon läßt sich der Einfluß des größten bei den Messungen vorgekommenen Totraumes auf die L. F. bei 2 Torr auf unter 10% angeben, welcher Wert nur für höhere Stromstärken als 100 mA überschritten wird.

Demgegenüber spielen die mit dem Mischen der Gase, der Ablesung des Gasdruckes sowie der Stromstärke und der Spannung verbundenen Ungenauigkeiten eine nur untergeordnete Rolle.

Ohne daß die Genauigkeit der Absoluthöhe der L. F. allzu hoch veranschlagt sei, entspricht also unter Berücksichtigung aller Fehlerquellen der allgemeine Verlauf der L. F.-Kennlinie mit ausreichender Zuverlässigkeit den dargestellten Befunden.

5. Besprechung der Ergebnisse

Schon eingangs war gesagt worden, daß über den Verlauf von L. F.-Kennlinien bisher nur wenig zusammenhängende Messungen gemacht worden sind, obgleich dieser Verlauf z. B. für die Stabilitätsbedingungen eines Entladungsrohres von entscheidender Bedeutung ist. Von theoretischer Seite liegt nur die Aussage der Schottkyschen Diffusionstheorie vor, wonach die L. F. von der Stromstärke unabhängig sein soll, was jedoch bisher nur bei Entladungen mit hohen Stromdichten angenähert der Fall ist. Als Grund für das im allgemeinen sich einstellende Fallen der L. F. mit zunehmender Stromstärke wird meist stufenweise Ionisation angenommen, z. B. von Seeliger (9), wobei besonders die metastabilen Niveaus wirksam sind. Nach Mierdel und Schmalenberg (14) ergibt sich dagegen aus Messungen bei äußerst niedrigen Stromdichten, daß weder die stufenweise Ionisation noch andere mögliche Vorgänge, wie Änderung des Diffusionskoeffizienten mit der Stromdichte, Wirkung des magnetischen Eigenfeldes der Säule oder der Mikrofelder, das auch bei kleinen Stromstärken in Quecksilberdampf noch zu beobachtende

Fallen der Kennlinien erklären kann und daß als einziger Grund das Nichtbestehen der Quasineutralität der Säule übrig bleibt. Andererseits erwarten Headrick und Duffendack (4) in Stromdichtebereichen, in denen die Entladung noch nicht die Wand berührt, eine steigende Kennlinie, bis die Säule die Röhre ausfüllt. Versteht man diese Auffassung dahin, daß der Anteil der Wandprozesse dabei größer wird, so handelt es sich hierbei um eine energiebilanzmäßige Betrachtung, nach der mit steigender Stromdichte eine noch stärkere Trägervernichtung an der Wand erfolgt; erst wenn sich das von der Schottkyschen Diffusionstheorie angenommene Gleichgewicht, die ambipolare Diffusion von positiven und negativen Trägern an die Wand, eingestellt hat, soll die Kennlinie zu fallen beginnen. Von entsprechender Wirkung wie der Energieverbrauch an der Wand ist ein solcher im Volumen, wie er nach Kreff, Pirani und Rompe (6), (7) bei hohen Stromdichten in Edelgas-Metaldampfgemischen in Form vermehrter Wiedervereinigung eintritt.

Mit keiner dieser bisherigen Vorstellungen läßt sich das gefundene Verhalten der Kennlinien von Gasgemischen erklären. Von Wiedervereinigung im Volumen kann in Anbetracht der verwendeten niedrigen Stromstärken an sich schon kaum die Rede sein, zudem müßte dann eine Zunahme dieser Wirkung mit steigender Stromstärke eintreten; überdies ist weder bei Natrium noch bei Quecksilber in Neon in dem an sich vielfach untersuchten Stromdichtebereich jemals ein Wiedervereinigungsspektrum beobachtet worden. Andererseits muß bei den verwendeten Stromstärken schon vollständige Berührung mit der Wand angenommen werden, es müßte sonst auch ein ganz anderer Absolutwert und eine weit größere Durchmesserabhängigkeit gefunden worden sein. Zwar wurde bei kleinen Stromstärken in Argon eine Ablösung der Säule von der Wand am ehesten beobachtet, jedoch ist hier gerade die L.F. besonders groß und weist keinerlei Abweichungen vom bekannten Verhalten auf.

Von eigentlichen Elementarprozessen kommt als wichtigster die Wirkung der metastabilen Niveaus in Frage, die bei Zusatz eines leichter zu einem schwerer ionisierbaren Gase nach den Reaktionsgleichungen von Headrick und Duffendack (4) zu einer Erniedrigung oder einer Erhöhung der L.F. führen kann. Daß aber selbst in Fällen, in denen nach diesen Gleichungen eine Erniedrigung zu erwarten ist, das Gegenteil eintreten kann, beweisen die von Uytterhoeven und Verbarg (5) gefundenen Erhöhungen der L.F. von Neon durch Natrium. Daß die in der vorliegenden Arbeit gefundenen steigenden Kennlinienäste nicht etwa den Übergang des

V
3
1

1
9
3
8
XUM

Gebietes der Erniedrigung der L. F. zu einem Gebiet der Erhöhung bedeuten, geht aus den für Neon-Argon und für Neon-Natrium gefundenen Kennlinien genügend deutlich hervor.

Zu überlegen bleibt allerdings, ob nicht ein Zusammenwirken mehrerer der genannten Ursachen vorliegt, deren einzelne Stromstärkenabhängigkeiten verschieden sind und die daher das Überwiegen eines Einflusses in dem einen, das Überwiegen eines anderen Einflusses in einem anderen Stromstärkenbereich herbeiführen können. Angesichts der sich dabei ergebenden sehr verwickelten Sachlage dürfte dieser Weg aber vorläufig kaum zum Ziele führen.

Der andere Weg wäre, zunächst Anhaltspunkte über die Bildung der Ladungsträger und ihre Verteilung auf die beiden Bestandteile in einem Gasgemisch aus den ausgeführten Messungen zu gewinnen. Trotz eingehender Überlegungen haben sich solche Anhaltspunkte nicht ergeben; z. B. läßt sich nicht einmal mit Sicherheit entscheiden, ob es sich um einen Wand- oder einen Volumeneffekt handelt. Dagegen ergibt sich vielleicht aus der S. 19 beiläufig erwähnten Änderung des Kathodenfalls an Hohl Elektroden durch die gleichen Gasgemische, die das auffallende Verhalten der L. F. zeigen, ein Hinweis auf die einzuschlagende Richtung: Die Umwandlung des üblichen stromunabhängigen Kathodenfalls der Hohl elektroden in den stromabhängigen, im Verhalten also dem anomalen Kathodenfall ähnlichen läßt darauf schließen, daß jedenfalls im Kathodenfallgebiet die die Stromunabhängigkeit bedingenden Elektronen großer Reichweite in den Gasgemischen nicht mehr oder wenigstens nicht mehr mit derselben Wirkung vorhanden sind. Es ist zumindest vorstellbar, daß ein entsprechender Mechanismus in der positiven Säule zu einer von der üblichen abweichenden Stromstärkenabhängigkeit der L. F. führen kann.

Es würde sich also darum handeln, die Wechselwirkung zwischen den aus den beiden Bestandteilen sich bildenden Entladungsträgern näher kennenzulernen. Vielleicht führen auch Untersuchungen über den Vergleich der auf dem steigenden Kennlinienast aufgenommenen Energie mit der auf dem fallenden Ast aufgenommenen zum Ziel, ob z. B. eine Umwandlung in Strahlung erfolgt oder ob sie zur Wärmeerzeugung im Volumen oder an der Wand verbraucht wird.

Man kann zusammenfassend zunächst nicht viel mehr sagen, als daß die Ausbildung der L. F. in Gasgemischen nach einer keineswegs einfachen und heute nicht zu überblickenden Regel erfolgt. Es bleibt einer eingehenderen theoretischen Überlegung, die demnächst erscheinen wird, und vielleicht noch weiteren Versuchen überlassen, hier Klärung zu bringen.

Eine Veröffentlichung der Arbeit konnte aus äußeren Gründen nicht früher erfolgen¹⁾.

Zusammenfassung

1. Es werden die Längsfeldstärken in der positiven Säule von Neon-Argongemischen mit der Sondenmethode, aber mit Wechselstrom zwischen Stromstärken von 10...200 mA im Druckbereich von 2...10 Torr durchgemessen.

2. Die Längsfeldstärken-Kennlinien des Systems Neon-Argon zeigen stark abweichendes Verhalten von reinem Neon bei Zusätzen von 0,2—1 %. Die Abweichungen bestehen sowohl in dem Auftreten steigender Kennlinienäste als auch in Erhöhungen und Erniedrigungen der Längsfeldstärke gegenüber reinem Neon, die nicht durch einfache Mischungsregeln beschrieben werden können. Solche gelten vielmehr erst bei höheren Zusätzen, von denen 5, 25 und 52 % untersucht worden sind.

3. Die Längsfeldstärke von reinem Argon wird bei Stromstärken unterhalb 50 mA, je nach dem Druck, größer als die des reinen Neons. Das gleiche Verhalten von Krypton gegenüber Argon läßt auf eine Gesetzmäßigkeit schließen, nach der bei kleinen Stromstärken und höheren Drucken ein Edelgas mit kleinerer Ionisierungsspannung eine größere L.F. hat als ein solches mit größerer Ionisierungsspannung.

4. Die obigen bei 20 mm Rohrdurchmesser ausgeführten Messungen werden für Zusätze bis 1 % Argon auch auf Durchmesser von 11 und 30 mm ausgedehnt.

5. Es wird die Druckabhängigkeit des Systems Neon-Argon von reinem Neon bis zu reinem Argon schaulinienmäßig dargestellt. Der Mindestwert der Längsfeldstärke verschiebt sich mit steigendem Argongehalt bis zu 1 % Argon nach kleineren Drucken und erst bei höherem Argongehalt wieder nach größeren hin.

6. Die Abhängigkeit der Längsfeldstärke vom Argongehalt wird an zwei typischen Beispielen (für 10 und 2 Torr) näher erläutert.

7. Das System Neon-Natrium zeigt ähnliches Verhalten wie das System Neon-Argon, ebenso das System Neon-Quecksilber und Argon-Quecksilber. Grundsätzlich anders verhält sich dagegen Argon mit Kryptonzusätzen.

1) Zwei nach Fertigstellung der vorliegenden Arbeit erschienene Veröffentlichungen von A. A. Kruithof und F. M. Penning [Physica 6. S. 430. 1937] und A. A. Kruithof und M. J. Druyvesteyn [Physica 6. S. 450. 1937] konnten nicht mehr berücksichtigt werden, ebenso nicht die noch später erschienene von R. Schade [Naturw. 25. S. 568. 1937].

V
3
1

1
9
3
8
XUM

8. Bezüglich der Meßgenauigkeit wird besonders auf die Verwendung des Wechselstroms bei den ausgeführten Messungen hingewiesen. An einigen dafür geeigneten Fällen wird jedoch gezeigt, daß mit Gleichstrom praktisch der gleiche Verlauf der Kennlinien erhalten wird. Eine Ausnahme macht nur Neon bei kleinen Stromstärken.

9. Oszillographische Aufnahmen zwischen den Sonden auf dem steigenden und fallenden Ast einer Kennlinie in jeder Halbwelle bestätigen den mittels der elektrostatischen Messungen gefundenen Verlauf.

10. Zur Deutung der Ergebnisse reichen die bisherigen Anschauungen über den Mechanismus der positiven Säule nicht aus. Es wird darauf hingewiesen, daß die Deutung vielleicht im Zusammenhang mit, bei den gleichen Gasgemischen auftretenden Abweichungen des Kathodenfalls der verwendeten Hohlelektroden von dem bei reinen Gasen sich ergebenden Verhalten steht.

Benutztes Schrifttum

- 1) F. M. Penning, *Naturwiss.* **15.** S. 818. 1927.
- 2) F. M. Penning u. C. C. Addink, *Physica* **1.** S. 1007. 1934.
- 3) H. Alterthum, M. Reger u. R. Seeliger, *Ztschr. f. techn. Phys.* **9.** S. 161. 1925.
- 4) L. B. Headrick u. O. S. Duffendack, *Phys. Rev.* **37.** S. 736. 1931.
- 5) W. Uyterhoeven u. C. Verburg, *Compt. rend.* **200.** S. 536. 1935; **201.** S. 647. 1935; **202.** S. 1498. 1936.
- 6) H. Krefft, M. Pirani u. R. Rompe, *Techn. Wiss. Abh. a. d. Osram-Konzern* **2.** S. 24. 1931.
- 7) H. Krefft, *Ztschr. f. Phys.* **77.** S. 752. 1932.
- 8) A. Güntherschulze, *Ztschr. f. Phys.* **42.** S. 763. 1927.
- 9) R. Seeliger, *Phys. Ztschr.* **33.** S. 273. 1932.
- 10) A. Lompe u. R. Seeliger, *Ann. d. Phys.* [5] **15.** S. 300. 1932.
- 11) M. Pirani u. M. Reger, *Ztschr. f. techn. Phys.* **11.** S. 482. 1930.
- 12) M. Knoll, F. Ollendorf u. R. Rompe, *Gasentladungstabellen*, Berlin 1935, S. 34.
- 13) A. Güntherschulze, *Ztschr. f. techn. Phys.* **11.** S. 49. 1930.
- 14) G. Mierdel u. W. Schmalenberg, *Wiss. Veröff. Siemens Werke* **15.** Heft 3, S. 60. 1936.

Berlin, Studiengesellschaft für elektrische Beleuchtung m. b. H.

(Eingegangen 17. September 1937)

Das erste Funkenspektrum des Indiums In II**Von F. Paschen und J. S. Campbell**

(Mit 3 Abbildungen)

Inhaltsangabe: Das Spektrum In II, im negativen Heliumglimmlicht einer Hohlkathode aus Kohle lichtstark in großer Reinheit erzeugt, zeigt alle Linien in Hyperfeinstrukturen. Diese Linienaufspaltung ist infolge eines hohen mechanischen ($\frac{1}{2} h/2\pi$) und magnetischen (6 Magnetonen) Momentes des Indiumkernes so bedeutend, daß sie mit einem großen Konkavgitter besonders im Rot untersucht werden konnte. Dabei wurden alle Linienkomponenten an Normalwellenlängen des Heliums, Neons und Eisens usw. angeschlossen. Aus den Schwerpunkten der Hyperfeinstrukturen gewann man das System der Spektraltermine von In II mit derselben Genauigkeit wie bei den bestbekannten Spektren. In der vorliegenden Mitteilung werden die praktischen und theoretischen Grundlagen dieser Termanalyse dargelegt und dann die Tabelle der Terme sowie alle gemessenen Linien angegeben.

Eine Analyse des Termsystemes von In II rührt von R. J. Lang und R. A. Sawyer¹⁾ her, nachdem die Natur einzelner Liniengruppen von K. R. Rao²⁾, R. J. Lang³⁾, J. C. Mc Lennan und E. J. Allin⁴⁾ schon vorher erkannt war. Ihre Termanalyse ist im allgemeinen richtig. Sie gibt aber kein Bild von der Eigenart dieses Spektrums, da die benutzte Dispersion zu gering war. Fast sämtliche Linien dieses Spektrums zeigen nämlich eine sogenannte Hyperfeinstruktur und bilden infolge eines hohen magnetischen Kernmomentes Liniengruppen, welche über mehrere cm^{-1} gelagert und ebenso weit aufgespalten sind, wie viele der L, S -Kopplung entsprechende Liniengruppen höherer Terme. Zur Analyse der letzteren und überhaupt zu einer feineren Termanalyse ist es unerlässlich, die Komponenten der Hyperfeinstrukturen soweit wie möglich einzeln zu messen: relativ, d. h. innerhalb einer Struktur, und absolut gegen geeignete Wellenlängennormalen. Diese Aufgabe wurde hier wohl zum ersten Male durchgeführt, soweit es mit Hilfe eines großen Rowlandschen Konkavgitters von 4 m-Radius möglich war. Bei der Aufspaltung der Strukturen ist $\frac{1}{1000} \text{ \AA}$ als Genauigkeit erstrebt und auch in mehreren Fällen erreicht. Die Absolutwerte der Wellenlängen haben

1) R. J. Lang u. R. A. Sawyer, *Ztschr. Phys.* **71**. S. 453. 1931.2) K. R. Rao, *Proc. Phys. Soc. London* **30**. S. 150. 1927.3) R. J. Lang, *Phys. Rev.* **30**. S. 762. 1927.4) J. C. Mc Lennan u. E. J. Allin, *Proc. Roy. Soc. London (A)* **129**. S. 208. 1930.

meist nur eine Genauigkeit von $\frac{1}{100}$ Å. Dem entsprechend erreichen die relativen und absoluten Werte der Spektraltermine im allgemeinen nur eine Genauigkeit von $0,1 \text{ cm}^{-1}$. Die Auflösungskraft des Gitters besonders in höherer Ordnung genügt zur Ableitung der Gesetze der Hyperfeinstrukturen. Auch die gegenseitige Störung der Kernmomentstrukturen und der *L, S*-Gruppen konnte in vielen Fällen messend verfolgt werden.

Herr J. S. Campbell brachte das vorliegende Problem vor $4\frac{1}{2}$ Jahren mit, um es in der Physik-Techn. Reichsanstalt weiter zu bearbeiten. Auf Grund von Aufnahmen, die er in den Vereinigten Staaten mit einem großen Konkavgitter gewonnen hatte, hatte er sämtliche Fragen des Problems einschließlich der Störungserscheinungen erkannt, konnte diese Arbeit aber selber aus äußeren Gründen nicht zu Ende führen. F. Paschen hat die Arbeit dann aufgenommen, einige von Campbell in der Reichsanstalt mit Prismenapparaten gewonnene Spektrogramme gemessen und schließlich mit dem 4 m-Konkavgitter der Reichsanstalt selber besonders im Rot umfangreiche Spektraluntersuchungen ausgeführt. Die hier dargelegte Analyse gründet sich auf diese letzteren Versuche. Aber das wichtigste Mittel, welches die Lösung der Aufgabe ermöglicht hat, die lichtstarke Lichtquelle, ist vor allem das Verdienst von J. S. Campbell¹⁾.

Die Lichtquelle

Es ist die von Paschen eingeführte und von ihm sowie von anderen für die Analyse mehrerer Funkspektren und auch von Hyperfeinstrukturen verwendete Hohlkathode in folgender von Campbell getroffener Anordnung benutzt: Abb. 1, 1a, 1b.

K ist die Kathode: ein Graphitrohr, 80 mm lang, innerer Durchmesser 12—15 mm, Wandstärke möglichst gering (weniger als 1 mm): gehalten durch einen Eisenring *R* und kräftigen Eisendraht *C*, der bei *E* am Ende eines 20 cm langen Glasrohres mit Siegelack fest gekittet ist. Die Kathode befindet sich im Inneren einer Glaskugel von 20 cm Durchmesser *NI* (Seitenansicht, *NI* Abb. 1a von oben gesehen), die vor der Kathode ein 4 cm weites und 20 cm langes Rohr mit Quarzfenster trägt. *A* (in *NI* Abb. 1a) ist Anode. Die Glaskugel ist aus Jenaer Glas sorgfältig geblasen und gekühlt. Sie ist ein Teil eines Zirkulationssystems bestehend aus: Quecksilberdiffusionspumpe *D*, saugt bei *a* und drückt das Gas aus bei *b*. *F*₁ ist eine mit flüssiger Luft gekühlte Falle zur Kondensation des Quecksilberdampfes. *F*₂ ist eine mit Kokosnußkohle gefüllte und

1) Zuerst beschrieben bei J. S. Campbell, *Ztschr. f. Phys.* **84**, S. 393. 1933; vgl. auch F. Paschen, *Sitzber. Berl. Akad.* XXIV, S. 442. 1935.

mit flüssiger Luft gekühlte zweite Falle zur Reinigung des in die Versuchsröhre strömenden Gases. Das Rohr S führt zu einer Vorpumpe P und zu einem mit Helium und einer Spur Neon gefüllten Vorratsgefäße M . V ist eine Glaskugel von 20 cm Durchmesser und dient zur Regulierung des Druckes. Herrscht bei geschlossenen

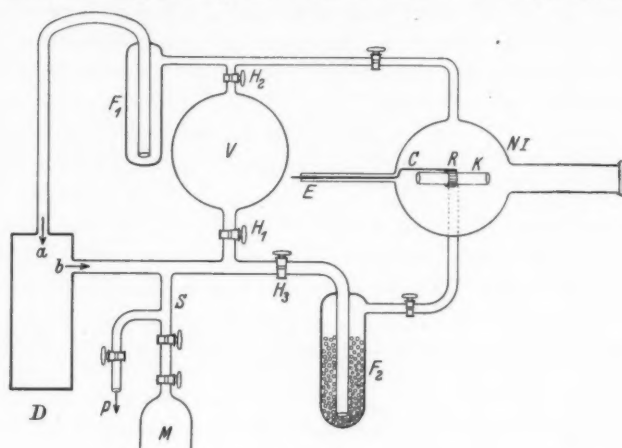


Abb. 1

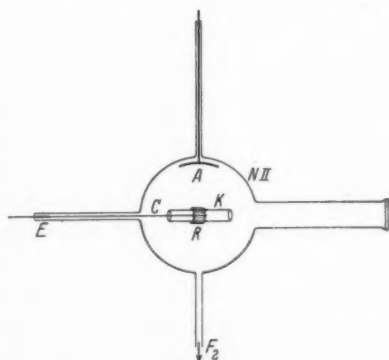


Abb. 1a



Abb. 1b

Hähnen H_1 und H_2 während der Zirkulation des Gases in der Versuchskugel ein Druck von 3—5 mm, so kann man durch Öffnen von H_1 und Schließen von H_3 den Druck beliebig erniedrigen bis zum Aussetzen der Entladung.

Bei dieser Anordnung kann die Kathode mit erheblichen Stromstärken bis über 1 Amp. belastet und dabei bis zur Gelbglut gebracht

werden. Metallisches Indium *J* (Abb. 1b) in der Mitte der inneren Kathodenröhre verdampft bei Rotglut. Es war möglich, durch stundenlangen Betrieb das Kathodenrohr soweit zu reinigen, daß die Vorteile des reinen Heliumglimmlichtes auch bei Strombelastung von mehr als 1 Amp. erreicht wurden, d. h. daß das Spektrum In II wohl heller als In I mit reichlicher Entfaltung auch der höheren Serierglieder und mit überraschend scharfen Feinstrukturen auftritt. Mit etwa 1 g Indium konnten mehrere Aufnahmen von je etwa 9 Std. Dauer gewonnen werden.

Die Spektralapparate

Neben den Aufnahmen, welche von Campbell mit einem einfachen Quarzspektrographen von Schmidt und Hänsch (ein Quarzprisma) gewonnen waren und welche bei geringer Dispersion das Spektralgebiet 7000—2000 Å umfassen, standen noch die Aufnahmen Campbells mit einem Spektrographen von Zeiss (3 Glasprismen) zur Verfügung, die von 7000—3700 Å reichen und bereits einige Feinstrukturen bei 3800 Å aufgelöst enthalten. Die eigentliche Analyse bezog sich indessen auf die mit dem großen 4 m-Konkavgitter besonders im Rot I. und II. Ordnung, aber auch im Gelb bis Ultraviolett höherer Ordnung von Paschen gewonnenen Aufnahmen. Dazu sei folgendes bemerkt:

Um die Auflösungskraft des Gitters für die Analyse der feinen Linienstrukturen so weit wie möglich auszunutzen, ist die Spaltbreite s der Wellenlänge λ anzupassen. Für die Spaltbreite hat B. Edlén¹⁾ eine Regel aufgestellt, welche er bei Benutzung eines Gitters mit fast streifender Inzidenz des Lichtes im äußersten Ultraviolett gültig findet, und welche er als eine empirische zu betrachten scheint. Da die Regel von Edlén allgemeine Gültigkeit hat, möge hier eine Ableitung Platz finden, aus der ihre Übereinstimmung mit den Grundsätzen der praktischen Optik hervorgeht.

Nach Rayleigh ist die Auflösungskraft A eines Spektralapparates definiert als $A = \frac{\lambda}{\Delta\lambda}$, wo $\Delta\lambda$ die kleinste noch trennbare Wellenlängendifferenz zweier Linien der mittleren Wellenlänge λ bedeutet. Unter der Annahme, daß dieser Abstand $\Delta\lambda$ die Halbwertsbreite des Beugungsmaximums einer Linie ist, ergibt sich für ein Gitter mit N -Furchen in der Ordnung z $A = z \cdot N$, so daß die auflösbare Wellenlängendifferenz ist:

$$(1) \quad \Delta\lambda = \frac{\lambda}{z \cdot N}.$$

1) B. Edlén, Nova Acta Reg. Soc. Scint. Upsala Ser. IV, Vol. 9, No. 6, S. 9. 1934.

Die Ableitung von Rayleigh setzt einen unendlich schmalen Spalt voraus. Es ist von A. Schuster und F. L. O. Wadsworth erörtert, was eintritt, wenn der Spalt zwecks Gewinnung von Intensität eine endliche Breite erhält¹⁾. Als praktisches Resultat, zuerst betont von Schuster, ergibt sich, daß der Spalt eine Breite s haben muß, so daß in s ein Wellenlängengebiet $\Delta\lambda$ Platz hat, welches gleich der von Rayleigh definierten kleinsten auflösbaren Wellenlängendifferenz ist. Zugleich wird alsdann das Gitter nahezu maximal beleuchtet, so daß ein breiterer Spalt nur eine Verbreiterung der Linien, aber keinen wesentlichen Gewinn an Intensität bringt.

Steht der Spalt von der Breite s mit seiner Ebene senkrecht zur Richtung nach dem Gitter, und bildet diese Richtung mit der Gitternormalen den Winkel φ , so ist $s' = \frac{s}{\cos \varphi}$ die auf den Rowlandschen Kreis projizierte Breite des Spaltes. Diese Breite s' soll $\Delta\lambda$ in sich begreifen. Also $\Delta\lambda = s' \frac{d\lambda}{d\lambda}$; wo $\frac{d\lambda}{d\lambda}$ den Maßstab des Spektrums an der Stelle des Spaltes auf dem Kreise bedeutet. Es ist $\frac{d\lambda}{d\lambda} = \frac{M_0}{z} \cos \varphi$, wo M_0 den Maßstab in der Normalen und in der Ordnung $z = 1$, z. B. gemessen nach Å/mm bedeutet. Es folgt $\Delta\lambda = s \frac{M_0}{z}$, so daß also das durch den Spalt begrenzte Wellenlängengebiet in jeder Ordnung unabhängig von der Wellenlänge konstant auf dem Kreise ist. Aus Rayleighs Beziehung (1) folgt weiter:

$$(2) \quad s = \frac{\lambda}{N \cdot M_0}.$$

Da $M_0 = \frac{C}{R}$ (C = Gitterkonstante, R = Radius des Konkavgitters) so ist (2) identisch mit:

$$(2a) \quad s = \frac{\lambda R}{B} \quad (B = \text{Breite der geteilten Gitterfläche})$$

(2a) ist die Formel von Edlén.

Hiernach ist die günstigste Spaltbreite λ proportional, aber für einen bestimmten Wert λ unabhängig von der Gitterordnung.

Das benutzte Gitter²⁾ hat $N = 82500$ Furchen und in der Normalen den Maßstab $M_0 = 4,433$ Å/mm. Es folgt aus (2) für s :

λ Å	2500	5000	10000
s mm	0,0068	0,0137	0,0274.

Bei den meisten Aufnahmen im Gebiete 7000—5000 Å, wurde die Spaltbreite 0,015 mm günstig befunden. Für das Ultraviolett

1) Referat darüber in H. Kayzers Handbuch der Spektroskopie I. Band, Kapitel V, 502—504. S. 551. 1900.

2) Vgl. F. Paschen, Sitzber. Berl. Akad. XXX. S. 877. 1933.

von 4000 Å abwärts wurde der Spalt auf 0,008—0,005 mm verengt. Für das Infrarot bis 10000 Å wurde eine Spaltbreite von 0,025 mm angewandt. Der Erfolg bestand darin: Im Ultraviolett erhielt man eine merkbar feinere Struktur der engen Gruppen als mit $s = 0,015$ mm. Zugleich war die Lichtstärke größerer Wellenlängen in niedriger Ordnung verringert, ohne daß die Struktur dieser längeren Wellenlängen verschlechtert ward. Man konnte bei der Messung die langwelligen Linien benutzen. Weiter: Erst eine Spaltbreite von 0,025 mm brachte die Liniengruppe bei 9200 Å mit genügender Schwärzung und noch genügender Schärfe hervor, welche bei $s = 0,015$ mm nur mit ihren stärksten Linien angedeutet war. Allerdings war alsdann die II. Ordnung bei 4600 Å und besonders die III. Ordnung bei 3070 Å nicht mehr gut definiert, so daß nur einzelnstehende einfache Linien als Normalen höherer Ordnung brauchbar waren.

Wenn man am Konkavgitter mit einer konstanten Spaltbreite arbeitet, die nach dem okularen oder photographierten Aussehen einer Linie mittlerer Wellenlänge normiert ist, so verliert man bei kürzeren Wellenlängen an Auflösung ohne Intensitätsgewinn und bei langen Wellenlängen an Intensität ohne Gewinn an Auflösung. Bei der Unempfindlichkeit auch der neueren photographischen Platten für das Infrarot ist für dieses Gebiet eine genügende Spaltbreite wesentlich.

Es wurden photographische Platten der Agfa-Gesellsch. benutzt, und zwar möglichst die empfindlichsten, welche diese Gesellschaft für jedes Spektralgebiet anfertigt. Für das Gelb und Grün kamen auch Perutzplatten zur Verwendung und für das äußerste Infrarot bei 9200 auch Kodakplatten bezogen von A. Hilger in London.

Als Normalen für die absolute Wellenlängenmessung dienten die Heliumlinien und ihre Gittergeister, die stärksten Neon- und In I-Linien und Eisen-, Blei-, Zinn- und andere Linien, welche als Verunreinigungen auf den Platten erschienen. Auch die neuerdings von K. W. Meissner und K. F. Luft¹⁾ absolut gemessenen Linien des Natriumbogens konnten noch als willkommene Normalen berücksichtigt werden.

Die Hyperfeinstrukturen im Spektrum In II

Unter Verweisung auf frühere Mitteilungen²⁾ in den Sitzungsberichten der Berliner Akademie der Wissenschaften seien hier kurz die Regeln dargelegt, welche der Analyse der Feinstrukturen zu-

1) K. W. Meissner u. K. F. Luft, Sitzber. Berl. Akad. IX—XII. S. 118. 1937.

2) F. Paschen, Sitzber. Berl. Akad. XXV. S. 456. 1934; XXIV. S. 430. 1935; XXIX. S. 402. 1936.

grunde liegen, wobei als Wert des mechanischen Momentes des Indiumkernes¹⁾ angenommen wird: $\frac{9}{2} h/2\pi$ entsprechend einer Quantenzahl $i = \frac{9}{2}$.

Die Kopplung des Kernmomentes i mit dem Momente j ergibt das resultierende Moment f in derselben Weise, wie j aus den Momenten L und S entsteht. Indem die Stärke der Kopplung durch den „Aufspaltungsfaktor“ A gemessen wird, gelten die Regeln von Landé:

$$(1) \quad E = -Aij \cos(i, j) = -Aij \left[\frac{f(f+1) - i(i+1) - j(j+1)}{2ij} \right].$$

E ist die durch f gekennzeichnete Änderung des Termes j infolge von i . f nimmt die ganz- oder halbzahligen Werte an:

$$(2) \quad \begin{cases} f = i + j - \mu, & \mu = 0, 1, \dots 2j \text{ für } i > j, \\ & \mu = 0, 1, \dots 2i \text{ für } i < j. \end{cases}$$

Ihre Zahl ist $2j + 1$, wenn $i > j$; $2i + 1$, wenn $i < j$.

Aus (1) folgt:

$$\text{für} \quad \begin{matrix} f = & i + j & & i - j & & j - i \\ E = & -Aij & + & Aj(i+1) & + & Ai(j+1) \end{matrix}.$$

Indem die Gewichte der Terme f durch $2f + 1$ gemessen werden, ist $f = i + j$ die Quantenzahl der stärksten, $i - j$ bzw. $j - i$ diejenige der schwächsten Termkomponenten. Anfangspunkt der Zählung ist $E = 0$ für $i = 0$, also der nicht aufgespaltene Term j . Dies ist der Schwerpunkt der Termreihe. Er liegt in der Entfernung $\gamma = Aij$ vom Term $i + j$ entfernt. Die Termstruktur erstreckt sich über das Spektralgebiet $S = Aj(2i + 1)$ wenn $i > j$ und $S = Ai(2j + 1)$ wenn $i < j$. Die Strecke S ist durch den Schwerpunkt geteilt im Verhältnis $i:i + 1$ bzw. $j:j + 1$ und es ist auch:

$$(3) \quad \gamma = S \frac{i}{2i+1} \text{ für } i > j, \quad \gamma = S \frac{j}{2j+1} \text{ für } i < j \dots$$

Werden die Zahlenwerte der Terme f nicht vom Schwerpunkt an, sondern vom stärksten Term $i + j$ an als Nullpunkt gemessen durch h_μ , so ist dies:

$$(1a) \quad h_\mu = E + Aij = -\frac{A}{2} [f(f+1) - i(i+1) - j(j+1) - 2ij].$$

Für $f = i + j - \mu$ ergibt dies:

$$(1b) \quad \begin{cases} h_\mu = A_\mu \left(i + j - \frac{\mu-1}{2} \right), & \mu = 0, 1, \dots 2j; \quad i > j, \\ & = 0, 1, \quad 2i; \quad i < j. \end{cases}$$

1) F. Paschen u. J. S. Campbell, Naturw. 22. S. 136. 1934.

Als Entfernung zweier benachbarter Terme μ und $\mu + 1$ folgt aus (1b)

$$h_{\mu+1} - h_{\mu} = A(i + j - \mu).$$

Das Term-Intervall ist das Produkt aus A und der Quantenzahl f des stärkeren Termes μ . Nach dieser Intervallregel sind die Abstände also:

$$A(i + j) \cdots A(i + j - \mu) \cdots A([i - j] + 1)$$

$[i - j]$ bedeutet den positiven Betrag der Differenz.

A kann positiv sein und bildet eine nach größeren Wellenzahlen entwickelte Reihe der Terme f . Bei negativem Wert von A verläuft die Struktur umgekehrt.

Wenn ein zweiter Term j' , dessen Struktur durch f' und A' gekennzeichnet ist, mit dem Terme j kombiniert, gilt die Regel, daß dabei die Quantenzahl f nur um ± 1 oder 0 geändert wird. Den Übergängen

$$\begin{array}{ccccc} j - 1 \rightarrow & & f - 1 \rightarrow & & \\ \text{bei } j & j \rightarrow & j \text{ entsprechen diejenigen } f \rightarrow & f, & \\ & j + 1 \rightarrow & & f + 1 \rightarrow & \end{array}$$

wobei der Übergang $f' = 0 \rightarrow f = 0$ im allgemeinen ausgeschlossen ist.

Die resultierende Termstruktur der Liniengruppe j, j' liegt über ein Spektralgebiet S^* ausgebreitet, welches immer gleich $S - S'$ ist, wenn A und A' entgegengesetztes Vorzeichen haben. Auch im Falle gleicher Vorzeichen von A und A' kann $S^* = S - S'$ sein, wenn ein Übergang mit $\Delta j = \pm 1$ statt hat. Doch ist dies nur dann richtig, wenn die Werte A und A' einigermaßen verschieden sind, und dabei dem größeren Werte j auch der größere Wert A zukommt. Trifft dies nicht zu, so wird $S^* > S - S'$, ebenso auch stets beim Übergang $\Delta j = 0$. Man kann auch für diese Fälle Regeln angeben¹⁾. Doch wird man meist im Bedarfsfalle die Struktur mit allen Komponenten und ihren Intensitäten berechnen und mit den Beobachtungen vergleichen.

Für die Termanalyse ist es wichtig, in jedem Falle die Komponente des Überganges $i + j' \rightarrow i + j$, welche die stärkste sein sollte, zu erkennen und die Größe $S - S'$ ausfindig zu machen. Der Schwerpunkt der Liniengruppe liegt nämlich nach (3) um

$$\Delta \gamma = (S - S') \frac{i}{2i + 1}$$

von der oben bezeichneten Komponente entfernt. Bei unaufgelösten Strukturen wurde der Schwerpunkt hiernach berechnet. Bei voll-

1) F. Paschen, Sitzber. Berl. Akad. XXIX. S. 402. 1936.

ständiger Auflösung der meisten Komponenten der Feinstruktur wurde die Schwerpunktsentfernung $\Delta\gamma$ nach der Regel $\Delta\gamma = \frac{\sum h_r G_r}{\sum G_r}$ berechnet, wobei die Gewichte G_r nach den Regeln von Hill berechnet wurden¹⁾. h_r sind die Abstände von der stärksten Komponenten $i + j' \rightarrow i + j$. Diese Rechnung berücksichtigt Störungen in den Intervallen.

Für die Analyse des Termsystemes von In II bilden diese Richtlinien die wichtige Grundlage. Sie wäre wohl noch besser gelungen, wenn nicht beträchtliche Störungen der Strukturintervalle vorlägen, die dann eintreten, wenn die Kernmomentaufspaltungen von der Größenordnung der Aufspaltungen der gewöhnlichen Liniengruppen werden, was im Falle In II bei den höheren Termen aller Termreihen der Fall ist. In besonderen Fällen der Resonanz kommt es auch bei weiter aufgespaltenen Termen zu Störungen der Intervallregel der Hyperfeinstrukturen (3S_1 - und S_0 -Terme).

In II ist ein 2 Elektronenspektrum. Das eine Elektron verharret im Zustand $5s$. Das zweite, im Grundterm 5^1S_0 ebenfalls ein $5s$ -Elektron, nimmt in den anderen Termen andere Zustände an. Für diesen Fall liegt eine theoretische Behandlung der Kernmomentfeinstrukturen von S. Goudsmit und R. F. Bacher²⁾ vor, deren Resultate der Analyse zugrunde gelegt wurden.

Das erste $5s$ -Elektron ist mit dem Kernmoment enge gekoppelt, so daß der Grundzustand $5s^2S_{1/2}$ von In III ein doppelter ist mit der Aufspaltung $(i + \frac{1}{2})a_1$. Aus den Feinstrukturen von In II wird der Wert $a_1 = 0,7072 \text{ cm}^{-1}$ abgeleitet. Denn sie sind auf diesen Wert aufgebaut, wie es die Theorie fordert.

1. Ist das zweite Elektron in einem s -Zustand (ns) und mit dem Kern durch den Aufspaltungsfaktor a_2 gekoppelt, so folgt für den Aufspaltungsfaktor A des $5sns^3S_1$ -Termes

$$A = \frac{1}{2} a_1 + \frac{1}{2} a_2.$$

Die Gesamtaufspaltung dieses Termes ist $(2i + 1)A$, also für $i = \frac{9}{2}$ das Zehnfache von A . Hiernach sind die Gesamtaufspaltungen der n^3S_1 -Terme, welche von 4,0239 für $n = 6$ bis 3,552 für $n = 12$ abnehmen, aufzufassen als Summe von $\frac{10}{2}a_1 = 3,536$ und der halben Aufspaltung $\frac{10}{2}a_2$ des zweiten Elektron ns .

Beindet sich das zweite Elektron in einem anderen Zustand np, nd, \dots , so ergibt die Theorie nur in dem Falle eine strenge

1) F. Paschen, vgl. voriges Zitat, hier sind die Intensitäten für $i = \frac{9}{2}$ berechnet nach E. L. Hill, Nat. Acad. Sc. 15. S. 782. 1929.

2) S. Goudsmit u. R. F. Bacher, Phys. Rev. 34. S. 1501. 1929.

Lösung, wenn die Kopplung desselben keinen merklichen Energiebetrag beisteuert. In diesem Falle gilt nach Goudsmit und Bacher:

$$\text{für } L, S\text{-Kopplung } A = \frac{1}{2} a_1 \frac{j(j+1) + s(s+1) - l(l+1)}{2j(j+1)} \dots \text{I.}$$

$$\text{für } j, j\text{-Kopplung } A = a_1 \frac{j(j+1) + s_1(s_1+1) - j_1(j_1+1)}{2j(j+1)} \dots \text{II.}$$

j = innere Quantenzahl des Terms, s = Quantenzahl der Multiplizität, l = Nebenquantenzahl des zweiten Elektrons und des Terms, $s_1 = 1/2$ Quantenzahl des ersten Elektrons, j_1 = innere Quantenzahl des zweiten Elektrons ($j_2 = l \pm 1/2$).

Bei den in den Feinstrukturgruppen von In II vorkommenden Störungen der Intervallgesetze erwies es sich meist als unmöglich, Werte von A zu gewinnen. Dagegen zeigte sich, daß die Gesamtaufspaltungen S der Terme im allgemeinen der Theorie gut folgen. Daher suchte man die Werte S aus den beobachteten Strukturen abzuleiten. Die Theorie ergibt nach I im Falle einer L, S -Kopplung: für $s = 0$ (Singulets) $A = 0$ und $S = 0$, also keine Aufspaltung der Singuletterme. Im Falle $s = 1$ (Triplets) folgt aus I

	A	S	
1) $j = l + s$	$\frac{a}{j}$	\bar{a}	} I a
2) $j = l$	$\frac{a}{j(j+1)}$	$\frac{\bar{a}}{j+1}$	
3) $j = l - s$	$-\frac{a}{j+1}$	$-\bar{a} \frac{j}{j+1}$	

$a = \frac{1}{2} a_1 = 0,3536 \text{ cm}^{-1}$
 $\bar{a} = (2i + 1) a =$
 $10a = 3,536 \text{ cm}^{-1}$

Für j, j -Kopplung ergibt die Theorie nach II:

	A	S
1) $j = j_2 + s_1$	$\frac{a}{j}$	\bar{a}
2) $j = j_2 - s_1$	$-\frac{a}{j+1}$	$-\bar{a} \frac{j}{j+1}$

Die Werte A gelten allgemein, diejenigen S nur für $i = 9/2$. Sie sind rationale Bruchteile der Gesamtaufspaltung des 5 s -Elektrons (Analogon zur Rungeregeln des Zeemaneffektes). Beim Übergang zur j, j -Kopplung wird nur der Zustand Ia 2) geändert. Es ist für ihn:

	$L, S\text{-Kopplung}$		$j, j\text{-Kopplung}$	
	A	S	A	S
Triplet	$\frac{a}{j(j+1)}$	$\frac{\bar{a}}{j+1}$	$\frac{a}{j}$	\bar{a}
Singulet	0	0	$-\frac{a}{j+1}$	$-\bar{a} \frac{j}{j+1}$
Σ	$\frac{a}{j(j+1)}$	$\frac{\bar{a}}{j+1}$	$\frac{a}{j(j+1)}$	$\frac{\bar{a}}{j+1}$

Die algebraische Summe der beiden bei $j = l$ möglichen Werte A oder S ist dabei unabhängig von der Kopplung, wie die unterste Zeile zeigt, und wie Goudsmit und Bacher allgemein bemerkt haben.

Im folgenden werden die Aufspaltungen S der Terme angegeben, welche den Beobachtungen entsprechen. Einzelintervalle sind angegeben, soweit sie gesichert erscheinen. Das Studium derselben ist so weit geführt, wie es zur Termanalyse nötig war, ist indessen noch nicht beendet. Betreffs der damit zusammenhängenden Betrachtungen über die Störungsursache sei auf die vorläufige Mitteilung von Paschen¹⁾ verwiesen.

Die Aufspaltung der Terme n^3S_1 ($5s \cdot ns^2S_1$) cm^{-1}

n	6	7	8	9	10	11	12
S	4,0239	3,7327	3,6251	3,5883	3,5703	3,5592	3,552
a	2,2138	2,0474	2,0003	1,9836	1,9871	1,9984	2,008
b	1,8101	1,6853	1,6248	1,6047	1,5832	1,5608	1,544
r	1,2230	1,2149	1,2311	1,2361	1,2551	1,2805	1,310

Die Einzelintervalle sollten ohne Störung sein: $a = {}^{11/20}S$ und $b = {}^{9/20}S$. Ihr Verhältnis $r = a/b$ sollte sein 1,2222. Die beobachtete Abweichung rührt her von der gegenseitigen Beeinflussung der Terme n^3S_1 , n^1S_0 und des Kernmomentes i (Paschen, a. a. O.).

Die Gesamtaufspaltung folgender Terme entspricht der Theorie (Formel Ia).

	n^3P_1	n^3D_3	n^3D_1	n^3F_4	n^3F_2
$S \text{ cm}^{-1}$	+3,536	+3,536	-1,768	+3,536	-2,357
Formel Ia	\bar{a}	\bar{a}	$-\frac{1}{2}\bar{a}$	\bar{a}	$-\frac{3}{2}\bar{a}$

Die Terme n^1P_1 und n^3P_1 beeinflussen einander und werden beeinflußt durch die Terme ${}^3P_{2,0}$. Außerdem liefert die Kopplung des hier beteiligten np -Elektrons einen merklichen Beitrag zur Aufspaltung. $\sum S = Sn^1P_1 + Sn^3P_1$ nimmt mit wachsendem n ab und nähert sich dem theoretischen Wert $\frac{1}{2}\bar{a} = 1,768$. Die Intervalle sind hier verglichen mit den 3S_1 -Termen im entgegengesetzten Sinne gestört ($r < 1$), da der 3P_0 -Term hier tiefer liegt, während der 1S_0 -Term höher liegt als 3S_1 . Der Term 5^1P_1 hat eine wohl negative Aufspaltung von der Größenordnung $-0,1$ (Linien 2941, 2890, $3236 \cdot 9 \cdot A^9$).

1) F. Paschen, Sitzber. Berl. Akad. XXIV. S. 430. 1935.

Die Aufspaltung der Terme n^3P_1 und n^1P_1

	5	6	7	8	9
Sn^3P_1	2,330	2,7241	3,016	3,18	3,362
a	1,280	1,4860	1,613	—	1,553
b	1,050	1,2381	1,403	—	1,809
r	1,218	1,200	1,150	—	0,859
Sn^1P_1	(-0,1)	- ,789	-1,175	-1,38	-1,574
$\sum S$	2,2	1,935	1,841	1,80	1,788

Für die Terme n^3D_2 und n^1D_2 erwiesen sich folgende Aufspaltungen als in Übereinstimmung mit den Beobachtungen:

	5	6	7	8	9	10
Sn^3D_2	+1,191	1,307	1,379	1,392	1,416	1,445
Sn^1D_2	+ ,240	- ,114	- ,200	- ,213	- ,237	- ,266
$\sum S$	+1,431	+1,193	1,179	1,179	1,179	1,179

Aus Ia 2) folgt $Sn^3D_2 = \frac{\bar{a}}{3} = 1,1787 \text{ cm}^{-1}$. Nur für $n = 5$ und auch 6 ergibt sich ein höherer Wert der Summe Σ , so daß die beteiligten Elektronen 5d und auch 6d noch einen kleinen Kopplungsbeitrag liefern.

Die Störung der Intervallgesetze ist am Term 6^3D_2 verfolgt:

Intervalle des Terms 6^3D_2

f	$^{13}/_2$	$^{11}/_2$	$^9/_2$	$^7/_2$	
$Af \left\{ \begin{array}{l} \text{beob.} \\ \text{ber.} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} ,377 \\ ,425 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} ,354 \\ ,359 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} ,306 \\ ,294 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} ,270 \\ ,229 \end{array} \right.$	$S = 1,307 \text{ daraus } A = 0,06535$

Die Aufspaltungen der Terme n^1F_3 und n^3F_3 selber folgen den Formeln Ia und IIa nicht, wohl aber die algebraische Summe derselben.

	n^1F_3	n^3F_3	$\sum S$
$S \left\{ \begin{array}{l} \text{beob.} \\ \text{ber. Formel IIa.} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} +1,768 \\ -2,652 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} - ,884 \\ +3,536 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} +,884 \\ +,884 \end{array} \right.$

Diese beiden Terme verhalten sich schon wie die G -Terme. Von den $5sng G(nG)$ -Termen braucht man nur je zwei verschiedene Termwerte zu unterscheiden n^+G und den größeren n^-G , welche um $a = 3,536 \text{ cm}$ verschieden sind und die entgegengesetzte Aufspaltung haben. Die erhebliche Gesamtaufspaltung dieser Terme erscheint abhängig von der Art der F -Terme, mit denen sie kombiniert sind. Außerdem nimmt sie mit wachsendem n ab. Es

handelt sich wohl noch um verschiedene Terme $n^+G_{5,4}$ und $n^-G_{4,3}$, die aber je den gleichen Schwerpunkt haben, einschließlich des mit dem Terme n^3F_2 kombinierten Termes n^+G , dessen Schwerpunkt etwas nach größeren Wellenzahlen verschoben erscheint (vgl. S. 43). Die in der folgenden Tabelle gegebenen Werte von S sind vorläufige.

Gesamtaufspaltung der G -Terme

Mit	$S\ 5^+G$	$S\ 5^-G$	$S\ 6^+G$	$S\ 6^-G$	$S\ 8^+G$	$S\ 8^-G$
4^3F_4	1,77	-1,36	+1,6	-1,2	+1,1	-0,8
$4^{1,3}F_4$	1,46	-1,30	+1,4	-1,1	+0,9	-0,6
4^3F_3	1,24	-1,06	+1,2	-1,1	+0,6	-0,6

Die Gruppen sind bis zu derjenigen $4^{1,3}F_3 - 14G$ beobachtet, und der Abstand der Schwerpunkte der beiden Terme n^+G und n^-G ist für höhere Terme $3,54\text{ cm}^{-1}$. Nur für $5G$ ist er merklich höher, nämlich $3,83\text{ cm}^{-1}$. Die Gruppen $n^{1,3}F - nG$ zeigen folgende Intensitätsanomalie: Während die Gruppen $n^1F_3 - n^+G$, $n^3F_4 - n^+G$, $n^3F_2 - n^-G$ den Flaggentyp mit gewöhnlicher Intensitätsverteilung zeigen (Anfang der Flagge am stärksten), ist die Intensität in den Gruppen $n^3F_4 - n^-G$, $n^3F_3 - n^+G$ und $n^3F_2 - n^+G$ verkehrt (Ende der Flaggen am stärksten). $n^1F_3 - n^-G$ zeigt nahe gleiche Stärke aller Komponenten. $n^3F_3 - n^-G$ ist stets sehr schmal und unaufgelöst. Betreffs der Deutung vgl. F. Paschen, a. a. O., wo auch eine Reproduktion der Gruppe $4^{1,3}F - 6G$ gegeben ist.

Die Gruppen $5G - 5snhH$ sind von $n = 8$ bis $n = 14$ beobachtet und bestehen aus einer gleichmäßig starken, ganz diffusen Mittelkomponenten, in der die Strukturen der Linien $5^+G - n^+H$ und $5^-G - n^-H$ übereinander liegen. Diese Strukturen sind entgegengesetzt und vermischen sich. Wenn diese Komponente genügend geschwächt ist, hat sie die Breite $1 \cdot 77\text{ cm}^{-1}$ von 5^+G . Der Schwerpunkt von $5^-G - n^-H$ muß gegenüber dem von $5^+G - n^+H$ um $0,29\text{ cm}^{-1}$ nach kürzeren Wellenlängen verschoben sein. Die Breite ist aber allein durch diejenige von 5^+G bedingt, da diejenige von 5^-G erheblich kleiner ist.

Zu beiden Seiten dieser starken Mittelkomponenten liegt je eine sehr schwache, weit aufgespaltene Komponente in der Entfernung von $a = 3,54\text{ cm}$ von dem nächsten Schwerpunkt innerhalb der mittleren Gruppe, so daß diese beiden seitlichen Gruppen symmetrisch zur Mittelgruppe um $2a + 0,29 = 7,36\text{ cm}^{-1}$ voneinander entfernt liegen. Sie sind zu deuten als $5^+G - n^-H$ auf der langwelligen Seite und $5^-G - n^+H$ auf der kurzwelligen Seite

der Mittelgruppe. Die Breite dieser 3 Gruppen ist diejenige der Terme $5G$, so daß die Aufspaltung der nH -Terme dagegen un- beträchtlich sein muß.

Wenn die gegenseitige Beeinflussung der Kernmomentfeinstruktur und der gewöhnlichen Liniengruppe bedeutender wird, treten wie beim Zeemaneffekt verbotene Übergänge auf. So sind die Linien $5^3D_2 - n^3F_4$ und $5^3D_1 - n^3F_3$ schon für $n = 4$ vorhanden. Die Linien $7^3P_1 - n^3D_3$ und $7^3P_0 - n^3D_2$ erreichen erst für $n = 10$ eine ähnliche Intensität.

Bei diesen Übergängen entsteht die Frage, ob gemäß $\Delta j = -2$ auch $\Delta f = -2$ die stärksten Komponenten erzeugt, und ob alle Teilterme des Termes j mit denen des Termes $j - 2$ kombinieren. Nach der Analyse ist dies nicht der Fall. Vom Terme j fallen die Teilterme $i + j$ und $i - j + 1$ aus, und es kommen nur die Übergänge $\Delta f = \pm 1$ und 0 vor. Dabei ist zweierlei zu beachten:

Erstens erscheint die Breite S des Termes j vermindert um $\Delta S = (2i + 1) A = \frac{S}{j} (i < j)$.

Zweitens rückt der Schwerpunkt des Termes j um $\Delta \gamma = j A$ ($= \frac{1}{10} S$, $i > j$) nach dem Ende der Struktur. Als Wert des Termes erscheint demnach bei positivem A ein um $\Delta \gamma$ vergrößerter Zahlenwert. Die Kombination $D_2^3 F_4$ wird um $0,35 \text{ cm}^{-1}$ zu niedrig, diejenige $D_1^3 F_3$ um $0,088 \text{ cm}^{-1}$ zu hoch beobachtet. Diese Korrekturen sind in der Tabelle angebracht.

Der Schwerpunkt des Termes j liegt um $\gamma = i \cdot j \cdot A$ vom Teilterm $i + j$ entfernt. Fallen seine Teilterme $i + j$ und $[i - j]$ aus, so entspricht der Rest einem Terme $j - 1$, dessen Schwerpunkt um $\gamma' = i(j - 1)A$ vom Terme $i + j - 1$ entfernt ist. Vom Teilterme $i + j$ des unversehrten Termes j ist dieser Schwerpunkt entfernt um $(i + j)A + i(j - 1)A$, und die Änderung der Schwerpunkts- entfernung $\Delta \gamma$ beträgt:

$$\Delta \gamma = (i + j) A + (j - 1) i A - i j A = j A \quad (= \frac{1}{10} S \text{ für } i > j).$$

Für die Linien $n^1 3F_j - n^3 G$ gilt das vorläufige Resultat, daß der Schwerpunkt derjenigen Terme $n^+ G$, welche mit $^3 F_4$ und $^3 F_3$ kombinieren, derselbe ist, ebenso haben alle Terme $n^- G$ in ihrer Kombination mit den Termen $^1 3F_j$ denselben Zahlenwert. Dagegen erscheint der Schwerpunkt des Termes $n^+ G$, der mit $n^3 F_2$ kombiniert, stets etwas erhöht.

Dieser Befund ist im Einklang mit der Vorstellung, daß die Terme nG zustande kommen durch Kopplung eines g -Elektrons mit den Momenten $f' = 5$ oder 4, welche aus der Kopplung des $5s$ -Elektrons mit dem Kernmoment $i = \frac{9}{2}$ resultieren.

			Teilterme	S	γ
$+G^1$	entsteht aus	$f' = 5$	und $g_{7/2}$	$f = 19/2 \dots 1/2$	$99/2 A = 45/2 A = 5/11 S$
$+G^2$	"	$f' = 5$	" $g_{1/2}$	$17/2 \dots 3/2$	$77/2 A = 35/2 A = 5/11 S$
$-G^1$	"	$f' = 4$	" $g_{5/2}$	$17/2 \dots 1/2$	$40 A = 36/2 A = 9/20 S$
$-G^2$	"	$f' = 4$	" $g_{1/2}$	$15/2 \dots 1/2$	$63/2 A = 28/2 A = 28/63 S$

Wie man sieht, ist es allein die Kombination $+G$ mit dem Terme n^3F_2 , dessen Teilterme sind $13/2 \dots 5/2$, welche dem obigen Falle $\Delta j = -2$ entspricht. Von den Teiltermen des Termes $+G^2$ kombiniert derjenige $17/2$ nicht mit. Der übrige Rest desselben geht von $f = 15/2$ bis $3/2$, hat eine Breite $S' = 30 A$, die um $17/2 A$ kleiner ist als die des unversehrten Termes $+G^2$. Sein Schwerpunkt ist um $27/2 A$ von $f = 15/2$ entfernt und um $(27/2 + 17/2) A$ vom Terme $17/2$. Der Schwerpunkt wird daher bei dieser Kombination um $\Delta \gamma = (44/2 - 35/2) A = 9/2 A = 9/77 S$ verschoben nach größeren Wellenzahlen. Auch diese Korrektur ist, soweit die Messungen es zulassen, in der Tabelle angebracht. Diese letzten Betrachtungen sind vorläufige. Es soll versucht werden, die Analyse mit noch größerer Genauigkeit durchzuführen. Hier ist nur dargelegt, was zum Verständnis der scheinbaren Diskrepanzen zwischen den beobachteten Wellenzahlen und der Termtable in den Fällen $\Delta j = -2$ dienen kann.

Das Termesystem von In II

Nachdem die Feinstrukturen der Linien, soweit hier angegeben, aus den Beobachtungen abgeleitet waren, war es möglich, auf Grund der Regeln die Schwerpunkte aller Gruppen zu berechnen und alsdann zur Analyse des Termsystems zu schreiten. Die Absolutwerte der Terme wurden so normiert, daß die Schwerpunkte der $5snhH$ -Terme einer Rydbergformel ohne Ritzkorrektur folgen. Die Reihe ist folgende:

$n =$	8	9	10	11	12	13	14
nH	6871,543	5428,443	4396,531	3632,938	3052,149	2600,333	2241,893
n^*	7,99244	8,99227	9,99198	10,99203	11,99233	12,99248	13,99231

Die effektive Quantenzahl n^* (Wurzel aus Rydbergennenner) ist im Mittel $n^* = n - 0,0076$, wobei $n = 10$ und 11 etwas herausfallen, vielleicht gestört durch eine Shenstone-Russellsche Resonanz.

Auf Grund der so festgelegten Absolutwerte ergibt sich für keine Termreihe ein unmöglicher Verlauf. Es folgt z. B. die Reihe n^3S_1 ($5sn^3S_1$) der Formel von Ritz mit Sommerfeldschem Zusatzglied. Die effektive Quantenzahl n^* ist:

$$n^* = n - 3,190107 - 0,96198 \cdot 10^{-6} T - 2,7505 \cdot 10^{-12} T^2.$$

	6	7	8	9	10	11
$T(n^3S_1)$	58275,97	30757,29	19127,33	13062,73	9491,48	7209,79
$n^* \left\{ \begin{array}{l} \text{beob.} \\ \text{ber.} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 2,744493 \\ 2,744493 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 3,777745 \\ 3,777702 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 4,790486 \\ 4,790486 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 5,796820 \\ 5,796857 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 6,800483 \\ 6,800514 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 7,802813 \\ 7,802710 \end{array} \right.$
$T \text{ ber.}$	58275,97	30758,00	19127,33	13062,56	9491,40	9209,60

	12	13	14	15	16	17
$T(n^3S_1)$	5662,63	4565,23	3758,96	3148,94	2675,85	2302,33
$n^* \left\{ \begin{array}{l} \text{beob.} \\ \text{ber.} \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 8,804357 \\ 8,804357 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 9,805628 \\ 9,805443 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 10,80620 \\ 10,80624 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 11,80659 \\ 11,80684 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 12,80784 \\ 12,80730 \end{array} \right.$	$\left\{ \begin{array}{l} 13,80775 \\ 13,80766 \end{array} \right.$
$T \text{ ber.}$	5662,63	4565,40	3758,93	3148,81	2676,08	2302,36

Die Reihe n^1S_0 ($5sns^1S_0$) zeigt den typischen Verlauf einer Resonanzstörung nach Shenstone und Russell. Die Störung ist maximal beim Gliede $n = 7$ und rührt her von dem nahen und artverwandten Terme $(5p)^2^1S_0 = 30910,29$. Auch die etwas zu große Differenz zwischen Beobachtung und Berechnung bei $n = 7$ der Reihe n^3S_1 hat wohl diese Ursache, indem zwischen n^1S_0 und n^3S_1 eine schwache Wechselwirkung anzunehmen ist (vgl. Paschen, a. a. O.).

Die Reihe n^1S_0

n	5	6	7	8	9	10
n^1S_0	152195	55169,64	28826,96	18645,88	12812,47	9342,87
n^*	1,698227	2,820698	3,902181	4,851939	5,853159	6,854356

n	11	12	13	14	15	16
n^1S_0	7113,50	5596,77	4518,37	3724,27	3122,54	2655,70
n^*	7,855342	8,856008	9,856344	10,85641	11,85640	12,8565

Starker Anstieg von n^* bis $n = 7$. Von $n = 8$ an Anstieg von einem niederen Werte aus.

Die absoluten Werte der Terme sind um 18 cm^{-1} niedriger als im Termsystem von Lang und Sawyer, von welchem die Termwerte 5^1S_0 und $5^3P_{2,1,0}$ sonst unverändert übernommen sind (in der Termtabelle mit * versehen). Außerdem mußten die Werte der Terme 7^1S_0 , 7^1D_2 und $7^3F_{4,3,2}$ dieser Termtabelle durch andere Werte ersetzt werden. Die Reihen sind erheblich weiter verfolgt: nach größeren Quantenzahlen (Werte in Klammer sind berechnet und nicht aus Beobachtungen abgeleitet) und nach höheren Termreihen bis zur H -Reihe hin: Dies ist durch die Reinheit und Helligkeit der Lichtquelle erreicht. Der von Lang und Sawyer als 5^1D_2 geführte Wert ist, angesehen als $(5p)^2^1D_2$ und dafür der

Wert 6^1D_2 von Lang und Sawyer hier als Wert 5^1D_2 genommen¹⁾ (beide neu bestimmt und etwas geändert), dem sich die folgenden n^1D_2 -Werte gut anschließen, die sämtlich neue sind.

Die hier als $(5p)^2\ ^1D_2$ sowie $(5p)^2\ ^3P_{2,1}$ bezeichneten Terme haben folgende Feinstrukturaufspaltung in cm^{-1} :

$(5p)^2$	3P_2	3P_1	1D_2
Scm^{-1}	+ 0,41	+ 0,10	+ ,36

Es ist zu bemerken, daß die Terme $(5p)^2\ ^3P_{2,1}$ mit den Termen $n^1F_{3,2}$ $n = 4$ und 5 recht kräftige Kombinationen bilden²⁾:

	ν	Gruppe bei	Int.
$(5p)^2\ ^3P_2 - 4^3F_3$	18077,66	5530 Å	(1)
$(5p)^2\ ^3P_2 - 4^3F_2$	18082,85	5528,6	(2)
$(5p)^2\ ^3P_2 - 4^1F_3$	18133,91	5513,1	(6)
$(5p)^2\ ^3P_1 - 4^3F_2$	20393,38	4902	(2)
$(5p)^2\ ^3P_2 - 5^3F_3$	28379,44	3522,6	(1)
$(5p)^2\ ^3P_2 - 5^1F_3$	28419,72	3517,6	(2)

Von Lang und Sawyer ist unter $6^1S_0 - 7^1P_1$ die Linie (3) 3274,11 Å geführt. Bei nicht völlig gereinigter Kohle erscheint eine Bandenkante bei 3274,11 Å. Die Linie $6^1S_0 - 7^1P_1$ 30543,20 cm^{-1} , 3273,11 Å ist weder auf den Prismen-, noch auf den Gitteraufnahmen gefunden. Da alle übrigen Kombinationen $n^1S_0 - n^1P_1$ in erwarteter Stärke vorhanden sind, ist das Fehlen dieser einzigen sehr merkwürdig. Ebenso fehlt $6^3S_1 - 7^1P_1$ 33649,5 cm^{-1} $\lambda = 2970,95$ Å, obwohl $6^1P_1 - 9^3S_1$ vorhanden ist.

1) Ebenso ist im Spektrum Ga II (R. A. Sawyer u. R. J. Lang, Phys. Rev. 34. S. 714. 1929) der Termwert 57739 cm^{-1} der Konfiguration $(4p)^2\ ^1D_2$ zuzuordnen, während der Wert des Termes $4s4d\ ^1D_2$ der nächste der Reihe n^1D_2 ist, nämlich der als 5^1D_2 bezeichnete vom Werte (38270). Die Größenordnung dieses letzteren Termes ist für Ga II und In II 38000 in Übereinstimmung mit der Ordnung für In II.

2) In der Abhandlung von F. Paschen, Sitzber. Berl. Akad. XXIV. 1935, sind auf der Tafel unter III die Gruppen 5513 und 5511 Å reproduziert. Die dazu gegebenen Bemerkungen treffen nicht zu. Es war damals noch nicht erkannt, daß Kombinationen zwischen den $(5p)^2\ ^3P$ und den n^1F -Termen vorkommen. Tatsächlich ist die Liniengruppe $7^3P_2 - 10^3D_2$ überlagert von der stärkeren $(5p)^2\ ^3P_2 - 4^1F_3$, deren Flaggenstruktur auf der Reproduktion hervortritt. An beiden Enden derselben sind die in der Wellenlängentabelle geführten schwachen Komponenten der Gruppe $7^3P_2 - 10^3D_2$ gemessen, und es scheint auch der Typ dieser Linie wie derjenigen $7^3P_2 - 10^3D_2$ noch einigermaßen normal zu sein. An den übrigen, in der bezeichneten Mitteilung behandelten und durch Reproduktionen illustrierten Störungserscheinungen erscheint nichts zu ändern.

Wie schon Lang und Sawyer bemerken, sind die Kombinationen zwischen den 3S_1 -Termen und den mittleren 3P_j -Termen auffallend schwach. Tatsächlich konnten die n^3P_2 -Terme von $n = 10$ an und die n^3P_0 -Terme von $n = 8$ an auch hier nicht gefunden werden. Ebenso auffallend ist die Stärke der Kombinationen der n^3P_1 -Terme mit den niederen n^1D_2 -Termen, welche die Auffindung der n^3P_1 -Terme bis $n = 11$ und die Analyse der Feinaufspaltung des 9^3P_1 -Termes ermöglichte.

Der Übergang vom metastabilen Term 5^3P_0 zum Grundterm 5^1S_0 erscheint in der Linie $2364,68 \text{ \AA}$ $42276,09 \text{ cm}^{-1}$, welche deutlich (Int. 2) auf den sehr reinen Prismenaufnahmen als scharfe Linie vorhanden ist und nicht anders gedeutet werden kann; wohl ein Zeichen für die außerordentliche Störungsfreiheit der Lichtquelle, wenn sie gehörig gereinigt ist. Unter ähnlichen Verhältnissen tritt im Spektrum Hg II der Übergang $(5d)^{10}6s^2S_{1/2} - (5d)^96s^2D_{3/2}$ zwischen den beiden tiefsten Termen in der Linie $2814,9 \text{ \AA}$ auf¹⁾.

Die Linie 2306 \AA , in Feinstruktur ein Triplet, ist als einzige Linie des Spektrums In II diffus und zeigt Selbstumkehrung, wenn das Glimmlicht in der Hohlkathode infolge reichlichen Indiumdampfes violett gefärbt ist. Bei spärlichem Indiumdampf ist sie nicht umgekehrt. Die Messung der Aufspaltung und der absoluten Wellenlängen dieser Linie war schwierig. Die Linie ist die Resonanzlinie und als solche wohl die stärkste des Spektrums analog der Linie 2536 \AA im Spektrum Hg I. Daß sich diese Linie eines Spektrums II als eine Resonanzlinie verhält, beweist wiederum die Störungsfreiheit der Lichtquelle und die weitgehende Anregung in derselben, welche letztere sich auch durch das Auftreten zahlreicher Linien des Spektrums III und durch das merkbare Zurücktreten des Spektrums I gegenüber dem Spektrum II kundgibt. Die Lichtquelle ist, wie von Paschen im Falle He II, Al II und Hg II betont, für die Entwicklung des Spektrums II besonders günstig.

Die selbst umgekehrte Linie besteht gewöhnlich aus vier Umkehrungsrandern, welche sich aus den in einigen Fällen bemerkten sechs Umkehrungsrandern zusammensetzen. Bei langfristiger Exposition lagert sich meist das nicht umgekehrte Triplet dazwischen. Auf einigen kurzfristigen Aufnahmen aber sind die Umkehrungsminima deutlich und meßbar.

Diese Linie ist von Uhler und Tanch²⁾ im Kohlebogen neben den Linien von In I gefunden und in Feinstruktur gemessen. Die

1) F. Paschen, Sitzber. Berl. Akad. XXXII. S. 541. 1928.

2) H. S. Uhler u. J. W. Tanch, Astrophys. Journ. 55. S. 291. 1922.

Werte der Wellenlängen und der Aufspaltungen lassen vermuten, daß die Linie in dieser Versuchsanordnung ebenfalls selbst umgekehrt war, und daß Umkehrungsränder gemessen wurden.

Es ist gefunden:

Ohne Umkehrung	in Å	2306,1195	2306,0626	2305,9934	Gew. 2
Mit Selbstumkehr	"	2306,1160	2306,0620	2305,9960	" 1
Mittel	"	2306,1183	2306,0624	2305,9943	—
Von Uhler u. Tanch	"	2306,147	2306,082	2306,029	—

Die Abstände sind:

	In Å	0,0559	0,0681	$S = 0,1240$
	In cm^{-1}	1,050	1,280	2,330
Mit $A = 0,2330$	ber:	1,0485	1,2815	2,330

Tabelle 1
Die Werte der Terme des Spektrums In II

n =	4	5	6	7	8	9	10	11
1S_0		*152195	55169,64	28826,96	18645,88	12812,47	9042,87	7113,50
3P_1		89161,19	42419,61	24626,47	16102,90	11354,87	8436,77	6516,09
1D_2		38314,93	25528,84	16799,37	11791,40	8715,90	6700,24	5309,57
3P_2	28500,93	18215,16	12613,77	9240,09	7055,38	5561,51	4495,43	3708,35
3S_1			58275,97	30757,29	19127,33	13062,73	9491,48	7209,79
3P_0		*109920	44537,13	25266,97				
3P_1		*108846	44357,83	25204,83	16338,28	11465,25	8493,30	6544,07
3P_2		*106368	43769,48	24945,64	16200,5	11377,4	8459,2?	
3D_1		50111,37	27457,10	17473,33	12117,58	8901,37	6816,74	5387,27
3D_2		50025,37	27423,13	17455,81	12107,12	8894,52	6812,01	5384,6
3D_3		49891,77	27369,70	17427,33	12090,66	8883,98	6804,80	5379,17
3F_4	28557,15	18259,37	12650,50	9272,04	7084,02	5585,67	4517,25	3727,77
3F_3	28551,96	18255,37	12647,17	9269,63	7082,30	5587,57	4519,37	3731,38
3F_2	28535,28	18239,29	12632,59	9258,66	7070,50	5575,19	4507,86	3719,81
3G_4		17687,82	12278,90	9016,21	6899,76	5449,56	4412,72	3645,75
3G_3		17683,99	12274,56	9012,66	6896,19	5445,96	4409,19	3642,20
3H_6					6879,49	5430,39	4398,48	3634,89
3H_5					6869,95	5426,85	4394,94	3631,35

n =	12	13	14	15	16	17	18
1S_0	5596,77	4518,37	3724,27	3122,54	2655,70	(2286,2)	
3P_1							
1D_2	4310,87	3568,87	(3003,0)	2561,77	(2211,12)	1927,95	(1605,73)
3P_2	3110,96						
3S_1	5662,63	4565,23	3758,96	3148,94	2675,85	2302,33	(2001,88)
3P_0							
3P_1							
3D_1	4366,37	3610,2	3034,5	2585,6	2231,6	1941,8	1708,7
3D_2	4363,50	3607,4	3031,5	2585,14	2228,3		
3D_3	4359,47	3604,1	3029,6	2582,3	2227,5	1941,03	1706,4
3F_4	3129,14						
3F_3	3132,28						
3F_2	3121,11						
3G_4		2609,29	2249,59				
3G_3	3062,76						
3G_2	3059,22	2605,75	2245,99				
3H_6	3054,19	2602,28	2243,84				
3H_5	3050,56	2598,74	2240,30				

3P_2 50591,7
Die Terme ($5P$) 3P_1 48950,53 1D_2 54571,39 3S_1 30010,29
 3P_2 46634,81

Die folgende Tabelle der Wellenlängen und Wellenzahlen von In II enthält die Angaben: 1. die Kombination, 2. die Übergänge $f' \rightarrow f$, soweit solche einzeln gemessenen Konstanten zugeordnet sind, 3. die Intensität J , bei welcher die Komponente gemessen ist, 4. die Wellenlänge λ in intern. Å, 5. die Wellenzahl ν , 6. den Schwerpunkt S jeder Gruppe; in Klammer ist der aus der Term-tabelle folgende Wert hinzugefügt, 7. Angaben über den Spektral-apparat (P bedeutet Prisma), die Ordnung des Gitters und sonstige für die Beurteilung der Zahlenwerte wichtige Angaben.

Zu 4. und 5. muß bemerkt werden, daß H. Kayzers „Tabelle der Schwingungszahlen“ nicht benutzt wurde. Die Vakuumkorrek-tion wurde nach eigener Rechnung vorgenommen, welcher unterhalb 3000 Å Messungen der Dispersion der Luft von W. Traub¹⁾ zu-grunde gelegt sind. Die benutzte Vakuumkorrektion findet sich am Schluß der Mitteilung. Es ist angegeben: die Vakuumwellenlänge λ_v und der Betrag $\Delta\lambda_v$, um den die Wellenlänge in Luft von 15° C und 760 mm Druck kleiner ist als im Vakuum. Die Differenzen gegenüber der Tabelle von Kayser finden sich unter $\Delta\nu(K)$ in der dritten Spalte. Dies ist der Betrag, um den eine Wellenzahl der Kayzerschen Tabelle verändert ist.

Tabelle 2
Die Wellenlängen und Wellenzahlen des Spektrums In II

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$4^1F_3-5^-G$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	9246,636	10311,774		I. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$.5	46,063	12,445		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$.8*	45,538	13,056		* Koins. mit $6^1S_2-6^3P_1$
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$.5	44,947	13,749	10813,12	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$ 9245,536 Å
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$.5	44,499	14,274	(13,11)	10813,06 cm ⁻¹
	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	ber.	(44,012)	(14,842)		
$5+G-8+H$		Rd.	9245,380	10813,243	(14,04)	
$5G-8-H$		Rd.	43,868	15,011	10814,04	Koins. m. Mitte bis Ende
					14,32	von $4^1F_3-5^-G$
					(14,33)	
4^1F_3-5+G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	10	9242,245	10816,910	10817,05	I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	6	41,985	17,215	(16,94)	
$4^3F_4-5^-G$		ber.		10845,371		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$.5	9217,399	46,068		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	16,954	46,932		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$.8	15,985	47,732		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$.5	15,331	48,502	10847,35	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$.5	14,721	49,222	(47,46)	I. O.
	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	1	13,883	50,264		
	$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	8	9213,658	10850,471		
4^3F_4-5+G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	6	13,278	50,919		I. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	12,950	51,305	10851,27	$\rightarrow \frac{9}{2} S$
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	12,688	51,614	51,36	m. gestörten Interv.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$.5	12,468	51,874	(51,29)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1	12,157	52,239		
	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	ber.				

1) W. Traub, Ann. d. Phys. 61. S. 533. 1920.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$4^1F_3-5^-G$	Rd.	6	9202,140	10864,053	10864,15	I. O.
	Rd.	6	01,938	64,291	(64,14)	
$4^1F_3-5^+G$	$\frac{3}{2}$	-5	9199,961	10866,626	10867,92	I. O.
	$\frac{3}{2}$	\uparrow			(67,97)	
$4^1F_3-5^-G$	$\frac{3}{2}$	ber.		10868,674		I. O.
	$\frac{3}{2}$	3	9198,016	10868,924	10869,26	
	$\frac{11}{2}$	4	97,707	69,289	(69,33)	
	$\frac{13}{2}$	5	97,332	69,731		
	$\frac{3}{2}$	1	9196,451	10870,776		
$4^1F_3-5^+G$	$\frac{3}{2}$	-5	95,862	71,473	10872,90	I. O.
	$\frac{3}{2}$	-5	94,991	72,501	korr. 78,23	
	$\frac{11}{2}$	-3	94,110	73,543	(73,16)	
	$\frac{13}{2}$	-2	93,412	74,368		
	$\frac{11}{2}$	-5	8895,936	11314,310	11315,36	
$5^1F_3-8^-G$	$\frac{3}{2}$	-5	94,092	16,671	(15,40)	I. O.
	$\frac{11}{2}$	$\frac{11}{2}$	1	8892,745	11318,398	
$5^1F_3-8^+G$	$\frac{11}{2}$	$\frac{11}{2}$	4	32,565	18,628	I. O.
	$\frac{11}{2}$	$\frac{11}{2}$	3	32,876	18,969	
	$\frac{3}{2}$	-5	31,845	19,550	(18,97)	
	$\frac{11}{2}$	-2	8817,095	11338,487	11339,52	
	$\frac{3}{2}$	-5	14,450	41,899	(39,53)	
$5^1F_3-8^-G$	$\frac{11}{2}$	$\frac{11}{2}$	-5	8814,450	11341,889	I. O.
	$\frac{11}{2}$	$\frac{11}{2}$	4	14,333	42,089	
	$\frac{11}{2}$	3	13,925	42,566	11343,10	
	$\frac{11}{2}$	2	13,543	43,056	(43,10)	
	$\frac{3}{2}$	Rd.	12,50	44,40		
$5^1F_3-8^-G$	$\frac{3}{2}$	2	8803,988	11355,367	11355,53	I. O.
	$\frac{11}{2}$	$\frac{11}{2}$	3	03,764	55,655	
	$\frac{11}{2}$	-5	03,562	55,916	(55,61)	
$5^1F_3-8^+G$	$\frac{3}{2}$	-8	8801,842	11358,136	11359,18	I. O.
	$\frac{3}{2}$	\uparrow			(59,18)	
$5^1F_3-8^-G$	$\frac{11}{2}$	\uparrow			11359,63	I. O.
	$\frac{11}{2}$	1	8800,078	11360,412	(59,61)	
$5^1F_3-8^+G$	$\frac{3}{2}$	-5	8799,409	11361,275		I. O.
	$\frac{3}{2}$	-3	98,902	61,990	11362,91	
	$\frac{3}{2}$	-2	98,314	62,689	korr. 63,15	
	$\frac{3}{2}$				(63,18)	
	$\frac{11}{2}$	ber.	97,113	64,240		
$6^1P_1-(5p)^2^1S_0$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	1	8686,593	11508,883	I. O.
	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	1-5	86,239	09,271	
	$\frac{3}{2}$	$\frac{11}{2}$	2	85,910	09,708	
$6^1P_1-7^1S_0$	$\frac{3}{2}$	-2	8573,95	11660,02	11662,35	I. O.
	$\frac{11}{2}$	-5	70,86	64,23	(62,32)	
$7^1P_1-9^1S_0$	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	1	8462,786	11813,261	I. O.
	$\frac{3}{2}$	$\frac{3}{2}$	1-5	62,943	13,809	
	$\frac{11}{2}$	2	61,894	14,436	(14,00)	
$7^1D_3-9^1F_4$	Rd.	2	8494,776	11852,420	11852,77	I. O.
	Rd.	3	84,824	53,035	(52,74)	
$7^1D_3-9^1F_3$	Rd.	-2	8424,04	11867,52	11868,28	I. O. * entspricht 4578,363 in $6^1D_3-9^1F_3$ und
	Rd.	1	23,391*	68,440	(68,24)	
	Rd.	-2	22,77	69,32		
$7^1D_3-9^1F_3$	$\frac{11}{2}$	$\frac{11}{2}$	1	8423,391*	11868,440	I. O. in $6^1D_3-9^1F_3$
					11870,08	(70,14)

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$7^3P_3-9^3S_1$	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$.5	8414,130	11881,508		I. O.
	$\frac{7}{2}/\frac{11}{2}$	2	13,623	82,218		
	$\frac{11}{2}/\frac{13}{2}$	5	13,083	82,980	11882,95 (82,91)	
	$\frac{11}{2}/\frac{13}{2}$.8	12,319	84,059		
$7^3P_1-9^3S_1$	$\frac{7}{2}/\frac{11}{2}$	4	8234,640	12140,462		I. O.
	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	1	33,693	41,879	12142,186 (42,10)	
	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	2	33,291	42,472		
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	2	32,600	43,491		
$(5p)^3\ ^3D_3-6^3P_1$	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	1.5	32,200	44,081		II. O. sehr starke Gruppe
	$\frac{11}{2}/\frac{13}{2}$	6	8227,354	12151,233		
	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	2	27,274	51,362		
	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	3	26,977	51,790	12151,75 (51,78)	
$7^3P_3-9^3S_1$	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	4	26,918	51,878		I. O.
	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	2	26,871	51,947		
	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	3	26,640	52,288		
	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	4	26,581	52,376		
$7^3P_3-9^3S_1$	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	1	8192,953	12202,256	12204,23 (04,24)	I. O.
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	1.5	91,871	03,868		
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	2	90,537	05,854		
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	2	90,537	05,854		
$5+G-9-H$	Rd.	.5	8158,976	12253,070	12253,58 (53,60)	
$5+G-9+H$	Rd.		58,221	54,203		
$5+G-9+H$	Rd.	6	8156,776	12256,375	12257,14 (57,14)	I. O.
$5-G-9-H$	Rd.		8155,624	58,105	12257,43 (57,43)	
$5-G-9+H$	Rd.		8154,218	12260,309	12260,94 (60,97)	
$5-G-9+H$	Rd.	.5	53,456	61,454		
$7^1D_3-10^1F_3$	$\frac{7}{2}/\frac{10}{2}$.2	8125,911	12302,929	12303,87 (03,94)	I. O.
	$\frac{13}{2}/\frac{10}{2}$.5	24,761	04,670		
	$\frac{7}{2}/\frac{11}{2}$.8	8068,128	12391,089	12392,38 (92,36)	
	$\frac{7}{2}/\frac{11}{2}$.5	67,103	92,613		
$7^3P_1-9^3S_1$	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$.8	66,152	94,075		I. O.
	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$.5	7986,956	12517,908	12519,31 (19,35)	
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$.5	85,453	19,324		
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$.8	84,768	20,414		
$7^1P_1-8^3D_3$	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	4	7841,180	12749,673	12750,03 (50,03)	II. O. starke Gruppe
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	3	40,913	50,106		
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	2	40,695	50,462		
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	2	40,695	50,462		
$5^1F_3-9^1G$	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	Rd.	7832,013	12764,596	12765,66 (65,60)	I. O.
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	7890,559	66,964		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	3	7829,396	12768,862	12769,21 (69,20)	
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	Rd.	28,917	69,643		
$5^3F_3-9^3G$	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	Rd.	7817,758	12787,872	12789,74 (89,73)	I. O.
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	4	15,190	92,073		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	4	7815,190	12792,073		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	2	14,850	92,629		
$4^3F_3-9^3G$	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	14,617	93,174	12793,22 (93,33)	I. O.
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	14,617	93,174		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	Rd.	13,603	94,671		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	3	7806,990	12805,508	12805,71 (05,81)	
$5^3F_3-9^3G$	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	3	06,819	05,788		I. O.
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	06,771	05,965		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	06,771	05,965		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	06,771	05,965		
$5^3F_3-9^3G$	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1 Rd.	7805,195	12808,453	12809,38 (09,41)	I. O.
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	7805,195	12808,453		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	7805,195	12808,453		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	7805,195	12808,453		
$5^3F_3-9^3G$	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$.8	7804,185	12810,114	12809,91 (09,81)	I. O.
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	03,853	10,655		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	03,853	10,655		
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	03,853	10,655		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$5^2F_5-9^1G$	$\frac{8}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	7803,246	12811,653	12813,34 (13,41)	I. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{6}{2}$	-3	02,876	12,260		
	$\frac{6}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	-3	02,445	12,968		
	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{4}{2}$	-2	01,961	13,762		
	$\frac{4}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	-1	01,337	14,788		
$7^1P_1-8^1D_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{6}{2}$	5	7789,818	12834,561	12835,10 (35,07)	I. O.
	$\frac{6}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	6	89,045	35,011		
	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{4}{2}$	7	88,721	35,545		
	$\frac{4}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	-2	7787,740	12837,161		
	$\frac{3}{2} \rightarrow \frac{2}{2}$	1	87,516	37,530		
$7^3P_2-8^3D_3$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	-3	87,179	38,086	12838,50 (38,52)	I. O.
	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	86,834	38,655		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{8}{2}$	-3	86,439	39,306		
	$\frac{8}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-8	86,157	39,772		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{6}{2}$	-2	85,994	40,041		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{12}{2}$	1-5	7777,461	12854,128		
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	10	76,968	54,959		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	5	76,751	55,301		
	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	76,571	55,598		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{8}{2}$	-8	7761,016	12881,365		
$6^1D_2-6^3F_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{12}{2}$	-3	60,550	82,137	12881,71 (81,67)	I. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	7741,323	12914,133		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	3	40,940	14,772		
	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	40,733	15,117		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{8}{2}$	5	40,481	15,537		
$6^3D_3-6^1F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{12}{2}$	6	40,194	16,016	12915,17 (15,07)	I. O. reproduziert a. a. O. Abb. II
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1 u	7737,775	12920,055		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	3	7683,865	13010,700		
	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	6	83,455	11,395		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{8}{2}$	5	83,401	11,486		
$6^3P_2-7^3S_1$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{12}{2}$	6*	83,027	12,120	13012,21 (12,19)	I. O. * gemessene Ränder † berechnet aus allen Komponenten
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	10†	82,925	12,263		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	8*	82,876	12,376		
	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1-5	82,421	13,147		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{8}{2}$	2-5	82,262	13,416		
	$\frac{8}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	81,678	14,405		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	1-5	7640,117	13065,201		
$7^3P_1-8^3D_1$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{12}{2}$	-5	39,563	86,150	13067,32 (87,25)	I. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	39,165	86,832		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	-5	38,156	88,560		
	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	37,807	89,157		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{8}{2}$	-5	37,389	89,960		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	-2	7633,649	13096,288		
	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	33,451	96,627		
$7^3P_1-8^3D_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{12}{2}$	5	33,263	96,949	13097,74 (97,71)	I. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-8	32,912	97,380		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	1	32,689	97,934		
	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	32,511	98,240		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{8}{2}$	-8	32,309	98,687		
	$\frac{8}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	32,103	98,939		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{6}{2}$	-1	31,912	99,267		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$5^1D_2-7^3P_1$	$\frac{7}{2}$.2	7626,549	13108,479	13110,03	I. O.
	$\frac{9}{2}$.5	25,775	09,807	(10,10)	
	$\frac{11}{2}$.8	24,925	11,272		
$7^3P_0-8^3D_1$	$\frac{11}{2}$ $\frac{9}{2}$	3	7603,312	13148,541	13149,33	I. O.
	$\frac{9}{2}$ $\frac{7}{2}$	2.6	02,775	49,470	(49,39)	
	$\frac{7}{2}$ $\frac{5}{2}$	2	02,282	50,323		
5^+G-10^-H	Rd.	.5	7525,235	13284,957	13285,46	I. O.
	Rd.		24,608	86,065	(85,51)	
5^+G-10^+H	Rd.		7523,336	88,311	13298,05	I. O.
5^-G-10^-H	Rd.	6			(98,05)	
			22,363	90,029	13298,34	
5^-G-10^+H	Rd.		7521,142	92,187		I. O.
	Rd.	.5			13292,82	
$7^3P_1-8^3D_2$	$\frac{11}{2}$	4	7453,845	13472,092	13413,51	I. O.
	$\frac{9}{2}$	3	52,899	13,795	(13,43)	
	$\frac{7}{2}$	2	52,082	15,261		
$6^3P_1-(5p)^3^1S_0$	$\frac{9}{2}$ $\frac{11}{2}$.8	7434,944	13446,290	13447,51	I. O. diffus, daher ? Wert unsicher
	$\frac{7}{2}$ $\frac{9}{2}$.5	34,113	47,792	(47,54)	
	$\frac{5}{2}$ $\frac{7}{2}$.8?	33,397?	49,087?		
$6^3P_1-7^1S_0$	$\frac{9}{2}$ $\frac{7}{2}$	2	7355,124	13592,214	13592,65	I. O.
	$\frac{7}{2}$ $\frac{5}{2}$	3	54,931	92,572	(92,65)	
	$\frac{5}{2}$ $\frac{3}{2}$	4	84,699	93,000		
$6^3P_1-7^3S_1$	$\frac{7}{2}$ $\frac{9}{2}$	6.5	7351,585	13598,759		I. O.
	$\frac{9}{2}$ $\frac{11}{2}$	7	51,487	598,941		
	$\frac{7}{2}$ $\frac{7}{2}$	3	50,906	600,016	13600,54	
	$\frac{11}{2}$ $\frac{13}{2}$	6.5	50,371	01,005	(00,54)	
	$\frac{9}{2}$ $\frac{7}{2}$	4.5	50,004	01,683		
$5^3D_3-7^1P_1$	$\frac{11}{2}$ $\frac{9}{2}$	4.5	49,667	02,491		I. O.
	$\frac{9}{2}$ $\frac{7}{2}$	7	7903,754	13687,813		
	$\frac{7}{2}$ $\frac{5}{2}$	6	03,348	88,575	13688,45	
$7^3D_3-11^1F_3$	$\frac{9}{2}$ $\frac{7}{2}$	5	03,012	89,204	(88,46)	I. O. * zu stark durch Ver- unreinigung I. O. * im Grund von He 7281,3 verloren II. O. stark, reproduziert in Paschen, Schwerpunkte Bild I
		1	7300,31	13694,27	13696,45	
		3*	7297,91	98,78	(96,55)	
$7^3D_3-11^3F_4$		3u	7203,00	13708,00	13708,00	I. O.
$7^3D_3-11^3F_{3,2}^*$		ber.		13724,4*	(08,12)	
	$\frac{9}{2}$ $\frac{11}{2}$	8	7277,586	13737,030	13738,841	
$6^3S_1-6^3P_0$	$\frac{9}{2}$ $\frac{7}{2}$	7	76,413	39,244	(38,84)	I. O.
	$\frac{7}{2}$ $\frac{5}{2}$	6	75,455	41,054		
$7^3D_3-11^1F_2$.5u	7273,07	13745,56	13745,56	I. O.
					(45,56)	
$7^3D_3-11^1F_1$.5u	7272,04	13747,51	13747,51	I. O.
					(47,46)	
$6^3P_0-7^3S_1$	$\frac{7}{2}$ $\frac{9}{2}$	5	7256,069	13777,768		I. O.
	$\frac{9}{2}$ $\frac{7}{2}$	6	55,182	79,453	13779,82	
	$\frac{11}{2}$ $\frac{9}{2}$	7	54,104	81,501	(79,84)	
$5^1F_5-10^-G$	$\frac{10}{2}$ $\frac{8}{2}$.5	7243,642	13801,402	13802,51	I. O.
	$\frac{8}{2}$ $\frac{6}{2}$	1	42,350	03,862	(02,44)	
$5^1F_5-10^+G$	$\frac{10}{2}$ $\frac{8}{2}$	2	7241,459	13805,563	13806,00	I. O.
	$\frac{8}{2}$ $\frac{6}{2}$.5	40,948	06,537	(05,97)	
$5^3F_4-10^-G$	$\frac{17}{2}$ $\frac{15}{2}$	ber.	7231,429	13824,711	13826,61	I. O.
	$\frac{15}{2}$ $\frac{13}{2}$	5	29,216	23,943	(26,57)	
$5^3F_4-10^+G$	$\frac{17}{2}$ $\frac{15}{2}$	5	7229,216	13828,943	13830,07	I. O.
	$\frac{15}{2}$ $\frac{13}{2}$.3	27,906	31,449	(30,10)	
$5^3F_3-10^-G$		4u	7222,048	13842,669	13842,67	I. O.
					(42,65)	

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
5^3P_2-10+G	$\frac{3}{2}$	1 ↑	7230,678	13845,295	13846,22 (46,18)	I. O.
5^3P_2-10-G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	ber. -5	7219,480	13847,592	13846,67 (46,65)	
5^3P_2-10+G	$\frac{1}{2}$ $\frac{13}{2}$	-5 ber.	7219,065 7217,495	13848,390 13851,400	13850,02 (50,18)	I. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	7	7183,958	13916,064		II. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	6	83,450	17,049		* nur in I. O. beob.
$6^3S_1-6^3P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	9	83,190	17,532		Starke Gruppe reprodu-
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	0*	82,818	18,273	13918,142	ziert in Paschen,
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	82,523	18,846	(18,14)	Schwerpunkte, Bild II
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	6	82,048	19,768		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	5-5	81,878	20,094		
$5+G-11+H$	Rd.		7114,590	14051,745	(52,64)	
$8-G-11-H$	Rd.	4	13,588	053,721	14052,64 14052,93 (52,93)	I. O.
$6^3D_2-9^3P_1$	$\frac{7}{2}$ $\frac{11}{2}$	-5 -5 -3	7109,597 08,646 07,834	14061,615 63,495 65,103	14063,64 (63,50)	I. O.
$7^3S_1-8^3P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5 -8 -5	6934,23 33,46 32,45	14417,23 18,83 20,92	14419,13 (19,01)	I. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	6892,675	14504,150		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	92,207	05,135		II. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	91,994	05,582		Starke Gruppe reprodu-
$6^3S_1-6^3P_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	8	91,664	06,278	14506,494	ziert in Paschen,
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	6	91,626	06,358	(06,49)	Schwerpunkte, Bild III
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	91,494	06,762		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	5	91,155	07,348		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1-5	90,767	08,165		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5?	6868,154?	14555,932?		
$7^3S_1-8^3P_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$ $\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1-5	67,713	56,867	14556,9 (56,79)	I. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5	67,311	57,719		
5^3F_2-11-G	$\frac{3}{2}$	-5 ↑	6861,23	14570,62	14569,3 (69,41)	I. O.
5^3F_2-11+G	$\frac{13}{2}$	-5	6860,403	14572,379	14572,90 (72,96)	I. O.
5^3F_2-11-G	$\frac{3}{2}$	-2 ↓	59,895	73,585		
5^3F_2-11+G	$\frac{1}{2}$	2	6849,523	14595,526	14593,56 (93,54)	I. O.
5^3F_2-11+G	$\frac{13}{2}$	2 ↓	6849,523	95,526	14597,1 (97,09)	
5^3F_2-11-G	$\frac{13}{2}$	-5	6842,901	14609,650	14609,650 (99,62)	I. O.
5^3F_2-11+G	$\frac{3}{2}$	-3 ↑	6841,671	14612,276	14613,11 (13,17)	
5^3F_2-11-G	$\frac{3}{2}$	-2 ↑	6840,660	14614,436	14613,64 (13,62)	I. O.
$5+G-12+H$	Rd.		6832,140	14632,660	(33,43)	
$5-G-12-H$	Rd.	1	31,340	34,374	14633,43 14633,72 (33,72)	I. O.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3D_3-6^3F_3$	$13/2 \rightarrow 13/2$	-8	6791,822	14720,605		I. O.
	$13/2 \rightarrow 13/2$	-3	90,787	21,768		
	$11/2 \rightarrow 13/2$	-5	90,412	22,581		
	$9/2 \rightarrow 13/2$	-3	89,963	23,554	14722,56 (22,53)	
	$7/2 \rightarrow 13/2$	-5	89,629	24,278		
	$5/2 \rightarrow 13/2$	-5	89,345	24,894		
$6^3D_3-6^3F_4$	$10/2 \rightarrow 13/2$	Rd.	6784,06	14736,36		I. O.
	$10/2 \rightarrow 13/2$	10	83,718	37,108	14737,11 (37,11)	
	$8/2 \rightarrow 13/2$	Rd.	83,556	37,460		
$6^3D_3-6^3F_5$	$13/2 \rightarrow 13/2$	-5	6768,055	14771,212		I. O.
	$11/2 \rightarrow 13/2$	1	67,873	71,610		
	$9/2 \rightarrow 13/2$	1-5	67,405	72,632	14772,74 (72,63)	
	$7/2 \rightarrow 13/2$	1	66,982	73,556		
	$5/2 \rightarrow 13/2$	-8	66,614	74,359		
$6^3D_3-6^3F_5$	$10/2 \rightarrow 13/2$	7	6766,334	14774,970		I. O.
	$11/2 \rightarrow 13/2$	6	66,964	75,775	14775,89 (75,96)	
	$9/2 \rightarrow 13/2$	1	66,614	76,578		
	$7/2 \rightarrow 13/2$	5	65,378	77,058		
$6^3D_3-6^3F_5$	$11/2 \rightarrow 9/2$	6	6752,042	14806,243		I. O.
	$9/2 \rightarrow 9/2$	8	51,880	06,598	14806,60 (06,60)	
	$10/2 \rightarrow 11/2$	5	51,615	07,179		
	$8/2 \rightarrow 11/2$	1	6750,739	14809,101	14809,35 (09,36)	
$6^3D_3-6^3F_5$	$10/2 \rightarrow 11/2$	4	50,520	09,581		I. O.
$6^1P_1-6^3D_3$	$12/2 \rightarrow 11/2$	2	6666,00	14997,36	14996,4 (96,48)	I. O. nur diese Linie im Grunde von He 6678 meßbar
5^+G-13^+H					(85,25)	P.
5^-G-13^-H		4H	6627,12	15085,34	15085,25 15085,54 (85,54)	
$7^1P_1-10^1S_0$	$9/2 \rightarrow 7/2$	6	6541,455	15282,893		I. O.
	$9/2 \rightarrow 9/2$	7	41,224	83,434	15283,54 (83,60)	
	$9/2 \rightarrow 11/2$	8	40,959	84,054		
5^+G-14^+H					(43,69)	P.
5^-G-14^-H		-5	6473,31	15443,78	15443,69 15443,98 (43,98)	
$7^3P_1-10^3S_1$	$7/2 \rightarrow 9/2$	1	6469,557	15452,735		I. O.
	$9/2 \rightarrow 11/2$	3	69,326	53,286		
	$7/2 \rightarrow 7/2$	4	69,248	63,472		
	$11/2 \rightarrow 13/2$	9	68,994	54,081	15454,13 (54,16)	
	$9/2 \rightarrow 9/2$	7	68,889	54,331		
	$9/2 \rightarrow 7/2$	3	68,557	55,125		
	$11/2 \rightarrow 11/2$	3	68,477	55,315		
	$11/2 \rightarrow 9/2$	-5	68,037	56,315		
$6^3P_1-7^1S_0$	$9/2 \rightarrow 11/2$	3	6437,540	15529,690		I. O. * Messung gestört durch Unschärfe
	$9/2 \rightarrow 9/2$	2*	36,914*	31,171*	15530,88 (30,87)	
	$9/2 \rightarrow 7/2$	1-5	36,412	32,383		
$7^3P_1-10^3S_1$	$9/2 \rightarrow 13/2$	6	6362,958	16711,613		I. O.
	$9/2 \rightarrow 9/2$	6	62,896	11,768		
	$7/2 \rightarrow 9/2$	3	62,373	13,068		
	$11/2 \rightarrow 11/2$	6	62,133	13,652	15713,36 (13,35)	
	$9/2 \rightarrow 7/2$	4	61,740	14,621		
	$11/2 \rightarrow 9/2$	4	61,492	15,234		
$7^1P_1-9^3D_3$	$7/2 \rightarrow 9/2$	1	6355,303	15730,540		I. O.
	$9/2 \rightarrow 9/2$	1	54,896	31,547		
	$11/2 \rightarrow 9/2$	2	54,738	31,937	15731,93 (31,95)	
	$11/2 \rightarrow 11/2$	4	54,318	32,978		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$7^3P_0-10^3S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	6338,001	15773,482		I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	97,984	75,066	15775,44	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	36,566	77,052	(75,49)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	6	6305,737	15854,188		
$6^3S_1-6^1P_1$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	05,555	54,646		I. u. II. O. starke Gruppe
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	5	04,846	56,429		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	04,540	57,198	15856,96	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4	03,965	58,644	(56,96)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	03,830	58,983		
$7^3P_1-10^1S_2$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	6303,173	15860,637		I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	02,526	62,266	15861,99	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	01,966	63,674	(61,96)	
$7^1P_1-9^1D_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	6383,601	15910,024		I. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	83,428	10,462	15910,56	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	83,216	10,999	(10,57)	
$7^3P_2-9^3D_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	6331,905	16042,018		I. O. Intens. und Wellenlängen durch Bande gestört
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	31,480	43,111		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	31,068	44,120		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	30,731	45,009	16044,34	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	30,425	45,838	(44,27)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	30,130	46,589		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	29,854	47,298		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	6228,852	16049,854		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	6	28,762	50,087		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	28,533	50,677		
$7^3P_2-9^3D_2$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	28,315	51,239	16051,13	I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4	28,038	51,951	(51,12)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4	27,919	52,259		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3-5	27,815	52,527		
	Rd.	-5	6224,466	16061,289		
	Rd.	8	24,275	61,683	16061,69	
	Rd.	1	24,033	62,307	(61,66)	
$4^1F_2-6^-G$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{17}{2}$	4	6163,008	16221,351		I. u. II. O. reproduziert a. a. O. Abb. I
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{17}{2}$	4	62,754	22,018		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	3-5	62,533	22,601	16222,68	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	3	62,340	23,108	(22,63)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	4	61,862	24,369		
$4^1F_2-6^+G$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{17}{2}$	8	6161,149	16226,245		I. u. II. O. reproduziert a. a. O. Abb. I
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{17}{2}$	1	61,009	26,615	16226,41	
$4^3F_4-6^-G$	$\frac{17}{2} \rightarrow \frac{19}{2}$	ber.	61254,843			I. u. II. O. reproduziert a. a. O. Abb. I
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{17}{2}$	2	6149,988	16255,693		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	3	49,675	56,519		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	4	49,375	57,312	16257,00	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	49,096	58,050	(56,98)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5	48,834	58,743		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	ber.	:	:		
$4^3F_4-6^+G$	$\frac{17}{2} \rightarrow \frac{19}{2}$	ber.	59,629			I. u. II. O. reproduziert a. a. O. Abb. I
	$\frac{17}{2} \rightarrow \frac{19}{2}$	6	6148,416	16259,845		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{17}{2}$	4	48,255	60,271		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	2	48,108	60,660		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	1	47,989	60,975	16260,68	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-8	47,866	61,248	(60,72)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	ber.	:	:		
$4^3F_2-6^-G$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{17}{2}$	9	6143,229	16273,576		I. u. II. O. reproduz. a. a. O. Abb. I
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{17}{2}$	1	43,147	73,792	16273,67	

$\nu = 16259,21 \text{ cm}^{-1}$ koins.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$4^1F_3-6^1G$	$\frac{9}{10}/\frac{8}{8}$	-5	6142,204	16276,294	16277,41	I. u. II. O. reprod. a. a. O., Abb. I
	ber.			78,428	(77,40)	
$4^1F_3-6^1G$	$\frac{9}{10}/\frac{8}{8}$	ber.		16278,155		I. u. II. O. reprod. a. a. O., Abb. I
	$\frac{9}{11}/\frac{8}{8}$	1	6141,399	16278,425	16278,76	
	$\frac{11}{12}/\frac{8}{8}$	2	41,248	78,825	(78,85)	
	$\frac{12}{13}/\frac{8}{8}$	4	41,064	79,259		
$4^1F_3-6^1G$	$\frac{9}{14}/\frac{8}{8}$	5	6140,659	16280,389	16282,33	I. u. II. O. reprod. a. a. O., Abb. I
	$\frac{14}{15}/\frac{8}{8}$	4	40,357	81,190	($\frac{9}{10}/\frac{8}{8}$)	
	$\frac{15}{16}/\frac{8}{8}$	3	40,026	82,067	82,46(nach Gewicht.)	
	$\frac{16}{17}/\frac{8}{8}$	2	39,682	82,979	(82,59)	
	$\frac{17}{18}/\frac{8}{8}$	1	39,327	83,920		
$6^1D_3-7^1F_3$	$\frac{9}{10}/\frac{8}{8}$	1	6137,898	16287,709	16288,75	I. O.
	$\frac{10}{11}/\frac{8}{8}$	7	37,188	89,595	(88,70)	
	$\frac{11}{12}/\frac{8}{8}$	7	6132,742	16301,408		
$7^1P_1-9^1D_1$	$\frac{12}{13}/\frac{8}{8}$	4	32,419	02,263		I. O.
	$\frac{13}{14}/\frac{8}{8}$	6	32,193	03,024	16303,49	
	$\frac{14}{15}/\frac{8}{8}$	4	31,508	04,685	(05,46)	
	$\frac{15}{16}/\frac{8}{8}$	6	31,275	05,906		
	$\frac{16}{17}/\frac{8}{8}$	5	30,948	06,174		
$7^1P_1-9^1D_3$	$\frac{13}{14}/\frac{8}{8}$	4	6129,754	16309,949		I. O. der stärkere Teil von $6^1P_3-6^1D_3$ greift über *Koinz. mit 6129,509 ber. **Koinz. mit 6129,077 ber. dieser Gruppe
	$\frac{14}{15}/\frac{8}{8}$	8*	29,696	09,505		
	$\frac{15}{16}/\frac{8}{8}$	2	29,474	10,094	16310,32	
	$\frac{16}{17}/\frac{8}{8}$	1	29,263	10,658	(10,31)	
	$\frac{17}{18}/\frac{8}{8}$	6**	29,096	11,100		
	$\frac{18}{19}/\frac{8}{8}$	3	28,992	11,378		
	$\frac{19}{20}/\frac{8}{8}$	ber.	(6129,509)	(16310,003)		
$6^1P_3-6^1D_3$	$\frac{10}{11}/\frac{8}{8}$	ber.	(6129,077)	(11,153)		I. O. Die ber. Linien fallen in die Gruppe $7^1P_1-9^1D_3$
	$\frac{11}{12}/\frac{8}{8}$	6	6128,721	16312,099		
	$\frac{12}{13}/\frac{8}{8}$	5	28,360	13,060	16312,38	
	$\frac{13}{14}/\frac{8}{8}$	4	28,063	13,877	(12,38)	
	$\frac{14}{15}/\frac{8}{8}$	2	27,760	14,657		
	$\frac{15}{16}/\frac{8}{8}$	6	27,513	15,315		
	$\frac{16}{17}/\frac{8}{8}$	1	6116,495	16344,944		
$6^1P_3-6^1D_3$	$\frac{17}{18}/\frac{8}{8}$	6	16,267	45,312		I. O.
	$\frac{18}{19}/\frac{8}{8}$	4	15,863	46,894	16346,35	
	$\frac{19}{20}/\frac{8}{8}$	3-5	15,630	47,017	(46,35)	
	$\frac{20}{21}/\frac{8}{8}$	4	15,427	47,569		
	$\frac{21}{22}/\frac{8}{8}$	-5	15,312	47,867		
$7^1P_3-9^1D_1$	$\frac{11}{12}/\frac{8}{8}$	8	6108,995	16364,771		I. O.
	$\frac{12}{13}/\frac{8}{8}$	7	08,655	65,681	16365,55	
	$\frac{13}{14}/\frac{8}{8}$	6	08,334	66,541	(65,60)	
$6^1P_3-6^1D_3$	$\frac{10}{11}/\frac{8}{8}$	1	6096,268	16398,934		I. u. II. O.
	$\frac{11}{12}/\frac{8}{8}$	4	96,117	399,340		
	$\frac{12}{13}/\frac{8}{8}$	9	95,960	399,761	16391,78	
	$\frac{13}{14}/\frac{8}{8}$	7	95,846	400,070	(99,78)	
$7^1P_3-9^1D_3$	$\frac{14}{15}/\frac{8}{8}$	2	95,782	400,241		I. O.
	$\frac{15}{16}/\frac{8}{8}$	2	95,725	400,395		
	$\frac{16}{17}/\frac{8}{8}$	5	6063,477	16487,617		
$6^1P_3-6^1D_3$	$\frac{17}{18}/\frac{8}{8}$	4	62,856	89,307	16489,02	III. O. starke Gruppe
	$\frac{18}{19}/\frac{8}{8}$	4	62,311	90,788	(88,93)	
	$\frac{19}{20}/\frac{8}{8}$	3	5918,899	16890,350		
$6^1P_3-6^1D_3$	$\frac{20}{21}/\frac{8}{8}$	4	18,784	90,673	16890,74	
	$\frac{21}{22}/\frac{8}{8}$	5	18,650	91,061	(90,77)	

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3P_1 - 6^3D_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	6	5915,966	16898,723		III. O. starke Gruppe reprod. Paschen, Schwerpunkt Abb. IV
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	15,634	809,673		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	15,449	900,201		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	4	14,832	901,962	16900,78 (00,73)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	5	14,679	902,400		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	3	14,397	903,204		
$6^3P_1 - 6^3D_3$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	5903,872	16903,339		III. O. starke Gruppe
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	03,755	33,675		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	10	03,626	34,044		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5	03,472	34,488	16904,703 (34,70)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	6	03,367	34,788		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	5-5	03,243	35,143		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	5-5	03,137	35,449		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	3	02,972	35,713		
$6^3P_2 - 6^3D_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	8	5853,434	17079,249		III. O. starke Gruppe
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	7	53,107	80,203	17080,037 (80,03)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	6	52,839	81,014		
$7^1S_0 - 9^3P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	5758,827	17359,827		I. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	58,227	61,636	17361,77 (61,71)	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-8	57,712	63,189		
$7^1S_0 - 9^1P_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5	5722,041	17471,429		I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	21,747	72,325	17472,15 (72,09)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	21,522	73,012		
$7^1P_1 - 11^1S_0$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	5	5708,687	17512,289		I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	5-5	08,522	12,799	17512,92 (12,97)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	6	08,312	13,448		
$7^3P_2 - 11^3S_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	5687,180	17734,437		I. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	36,963	35,121		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	8	36,747	35,799	17735,85 (35,85)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	36,663	36,063		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	36,379	36,959		
$7^3P_1 - 10^3D_3$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-2	36,045	38,008		I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	5612,290	17813,089		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	11,940	14,201	17814,36 (14,46)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	11,597	15,478		
$7^3P_1 - 10^1D_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	6	5577,038	17925,683		III. O. starke Gruppe
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	7	76,910	26,094	17926,19 (26,23)	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	8	76,750	26,609		
$7^3P_1 - 11^3S_1$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	6	5556,045	17969,413		I. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	55,607	94,830	17995,09 (95,04)	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5	55,432	95,398		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	55,140	96,349		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	54,946	96,973		
$7^3P_0 - 11^3S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	5537,032	18052,200		I. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4-5	30,553	56,762	18057,14 (57,18)	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	5	35,940	58,759		
$(5p)^3P_2 - 4^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	5530,530	18076,423		I. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-8	30,256	77,318	18077,65 (77,66)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	-8	29,720	79,070		
$(5p)^3P_2 - 4^3F_3$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	-8	29,702	79,190		III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	5528,743	18082,265		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	28,612	82,694	18082,84 (82,85)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-8	28,608	83,034		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1	28,444	83,245		
$7^3P_1 - 11^1S_0$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1-5	5526,376	18090,012		I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	25,862	91,628	18091,36 (91,33)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	25,442	93,059		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3D_3-7^3F_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	6	5523,915	18098,071		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	23,861	998,245		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	23,613	999,061		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	4	23,287	100,130	18100,07	I. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	4	23,001	101,063	(90,07)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	2	22,579	101,883		
$6^3D_3-7^3F_4$	Rd.	1	5519,439	18112,747	18113,01	III. O.
		10	19,359	13,010	(13,04)	
	Rd.	2	19,253	13,359		
$7^3P_2-10^3D_1$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5	5515,241	18126,534	18128,88	I. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	ber.	14,015	30,565	(28,90)	
				31,767		
$7^3P_2-10^3D_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	5513,390	18132,621		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	13,282	32,975		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	12,745	34,742	18133,58	III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1	12,667	34,997	(33,63)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	2	5513,208	18133,218		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	3	13,156	33,388		
$(5p)^3P_2-4^3F_4$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	13,098	33,510		III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	13,060	33,706	18133,91	Koels. m. $7^3P_2-10^3D_2$
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5	12,998	33,908	(33,88)	reprod. a. a. O., Abb. III
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	6	12,916	34,177		vgl. Anm. S. 45
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	7	12,824	34,479		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	-2	5511,115	18140,106		
$7^3P_2-10^3D_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5	11,081	40,315		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	10,974	40,670		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5	10,881	40,876	18140,87	III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$				(40,84)	reprod. a. a. O., Abb. III
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	2-5	10,800	41,144		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	2	10,772	41,235		
$6^3D_3-7^3F_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5	10,681	41,534		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	5508,255	18149,523		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	08,134	49,920		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1	07,886	50,837	18151,12	III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	1	07,707	51,328	(51,09)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	1	07,681	51,744		
$5^3D_3-7^3F_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	07,413	52,298		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	5507,335	18152,554		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	07,225	52,918		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	07,107	53,307	18153,49	III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	1	07,012	53,620	53,50	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	-5	06,905	53,974		
$6^3D_3-7^3F_4$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	06,822	54,247		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	06,713	54,605		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	5503,295	18165,880	18166,14	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2-5	03,152	66,354	korr. 66,49	I. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	1	03,052	66,682	(66,47)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	-5	5498,228	18182,622		
$6^3D_3-7^3F_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	98,152	82,874	18183,01	III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$				(83,04)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2-5	98,048	83,216		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$					
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	4	5497,645	18184,550		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	5	97,553	84,855	18183,06	III. O.
$6^3D_3-7^3F_4$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	97,474	85,115	(85,06)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	97,377	85,437		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$					

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3D_3-7^3F_3$	$\frac{9}{2}/\frac{7}{2}$	3u	5496,900	18187,014	18187,64	I. O.
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	3u	96,691	87,707	korr. 7,55	
	$\frac{13}{2}/\frac{11}{2}$	1	96,550	88,171	(87,47)	
	$\frac{9}{2}/\frac{13}{2}$	-5	96,438	88,544		
$7^3P_1-10^3D_1$	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	4	5437,402	18386,021		I. O.
	$\frac{9}{2}/\frac{11}{2}$	-5	97,164	86,827		
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	7	36,929	87,621	18388,09	
	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	1	36,398	89,418	(88,09)	
	$\frac{9}{2}/\frac{7}{2}$	5-5	36,279	89,821		
	$\frac{7}{2}/\frac{7}{2}$	4	36,007	90,740		
$7^3P_1-10^3D_3$	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	1	5435,696	18391,791		III. O.
	$\frac{13}{2}/\frac{11}{2}$	3	95,635	91,999		
	$\frac{9}{2}/\frac{11}{2}$	-2	95,382	92,885	18392,88	
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	-8	95,291	93,161	(92,82)	
$7^3P_1-10^3D_3$	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	-5	95,177	93,548		
	$\frac{9}{2}/\frac{13}{2}$					
$7^3P_1-10^3D_3$		1u	5433,403	18399,555	18399,6	I. O.
					korr. 99,95	
$7^3P_3-10^3D_1$	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	7u	5413,734	18449,364	(400,03)	I. O.
	$\frac{9}{2}/\frac{9}{2}$	4	18,480	50,228	18450,12	
$7^3P_3-10^3D_1$	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	3	18,216	51,127	(50,23)	
$7^3P_3-10^3D_3$		1u	5417,088	18454,970	(54,97)	I. O.
$6^1D_3-8^1F_3$	$\frac{9}{2}/\frac{9}{2}$	1	5411,946	18472,505		I. O. gestört durch 5411,551 He II
	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	8	11,406	74,348	18473,51	
$7^3P_1-10^1D_3$	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	4	5402,944	18503,258		I. O.
	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	2-5	02,443	04,965	18504,68	
$7^3P_1-10^1D_3$	$\frac{7}{2}/\frac{7}{2}$	1	02,028	06,445	(04,59)	
$6^3P_1-6^1D_3$	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	6	5309,828	18827,762		III. und I. O.
	$\frac{9}{2}/\frac{9}{2}$	5	09,398	29,284	18829,02	
$6^3P_1-6^1D_3$	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	4-5	09,035	30,571	(28,99)	
$6^1D_3-11^1P_1$	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	1	5258,364	19012,027		I. O.
	$\frac{9}{2}/\frac{9}{2}$	-5	58,110	12,974	19012,78	
$7^3P_1-12^1S_0$	$\frac{9}{2}/\frac{7}{2}$	-8	5253,654	19029,073		I. O.
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	1	53,624	29,545	19029,64	
$7^3P_1-12^1S_0$	$\frac{7}{2}/\frac{11}{2}$	1-5	53,375	30,085	(29,70)	
$7^3P_1-12^1S_0$	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	-5	5184,832	19281,656		I. O.
	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	5	84,660	82,298	19283,06	
$7^3P_1-12^1S_1$	$\frac{7}{2}/\frac{11}{2}$	8	84,438	83,121	(83,01)	I. O.
	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	1	84,164	84,141		
$7^1P_1-11^1D_3$	$\frac{7}{2}/\frac{7}{2}$	7	5175,558	19316,205		I. O.
	$\frac{11}{2}/\frac{9}{2}$	8	75,422	16,713	19316,77	
$7^1P_1-11^1D_3$	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	9	75,292	17,198	(16,90)	
$4^1F_3-7^-G$	$\frac{13}{2}/\frac{9}{2}$	1	5131,123	19483,483		I. und III. O.
	$\frac{9}{2}/\frac{9}{2}$	2	30,363	86,368	19484,78	
$4^1F_3-7^-G$	$\frac{13}{2}/\frac{11}{2}$	5	5129,939	19487,979	(84,72)	
$4^1F_3-7^+G$	$\frac{9}{2}/\frac{9}{2}$	3	29,763	88,646	19488,28	III. O.
	$\frac{13}{2}/\frac{11}{2}$	-5	5122,080	19517,880	(88,27)	
$4^1F_3-7^-G$	$\frac{13}{2}/\frac{11}{2}$	1	21,834	18,820		I. und III. O.
	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	9	21,629	19,598	19519,07	
$4^1F_3-7^-G$	$\frac{9}{2}/\frac{9}{2}$	3	21,498	20,097	(19,07)	
	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	4	21,339	20,704		
$4^1F_3-7^-G$	$\frac{13}{2}/\frac{11}{2}$	2	21,098	21,623		III. O.
	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	9	21,098	21,623		
$4^1F_3-7^+G$	$\frac{13}{2}/\frac{11}{2}$	7	20,963	22,136	19522,61	
	$\frac{11}{2}/\frac{11}{2}$	6	20,855	22,546	(22,62)	
$4^1F_3-7^+G$	$\frac{7}{2}/\frac{9}{2}$	3	20,534	23,772		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$4^2F_3-7^-G$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	2	5117,461	19535,495	19535,76	III. O.
	$\frac{17}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	8	17,412	35,882	(35,75)	
	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	4	17,367	35,855		
$4^2F_3-7^+G$	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	5	5116,755	19538,193	19539,28	I. und III. O.
		$\frac{1}{2}$			(39,30)	
$4^2F_3-7^-G$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	6	5115,911	19541,408	19540,85	
	$\frac{17}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	1	15,868	41,588	(40,94)	
$4^2F_3-7^+G$	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	3	5115,628	19542,497	19544,38	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	3	15,454	43,162		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	2	15,250	43,940	korr. 44,51	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	1.5	15,023	44,809	(44,49)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$.8	14,770	45,774		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$.8	5112,414	19554,782	19555,47	
$(5p)^2\ ^1S_0-9\ ^1P_1$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$.3	12,204	55,601	(55,42)	I. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$.3	12,006	56,396		
	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$.5				
$7^2P_3-11\ ^3D_2$	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$.8	5110,995	19560,212	19561,14	I. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$.3	10,698	61,350	(61,07)	
	$\frac{14}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$.5	10,424	62,398		
$7^2P_3-11\ ^3D_2$		8a	5109,360	19566,469	19566,47	I. O.
					(66,47)	
$7^2P_0-12\ ^3S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$.5	5100,005	19602,362	19604,30	I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$.5	5099,603	03,907	(04,34)	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$.8	99,081	05,914		
$7^2P_1-11\ ^3D_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$.5	5045,170	19815,490	19817,56	I. O. * Koinsidenz
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1a	44,980	16,161	(17,56)	
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$.8a	44,925	18,793		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4*	44,141	19,456		
$7^2P_1-11\ ^3D_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4*	5044,141	19819,456	19820,27	I. O. ** gestört d. IV. Geist 5043,540 von 5015,675 He
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	43,772	20,907	(20,23)	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4**	43,546	21,794		
$7^2P_0-11\ ^3D_1$		ber.	5028,85	19879,7		im Grund von 5016 verloren
$5\ ^1D_2-5\ ^3F_2$	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$.5	4983,890	20059,052	20059,56	III. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$.2	83,610	60,181	(59,56)	
	$\frac{8}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	1	4973,986	20098,991		
$5\ ^1D_2-5\ ^3F_3$	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	2.5	73,851	099,536	20099,84	III. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	3	73,774	099,845	(99,77)	
	$\frac{14}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	3.5	73,681	100,182		
	$\frac{16}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	4	73,605	100,531		
$7\ ^1P_1-13\ ^1S_0$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$.5	4971,855	20107,610	20108,05	I. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	71,616	08,575	(08,10)	
$6\ ^3D_2-8\ ^3F_2$	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	2	4928,30	20285,31	20287,30	I. O. Ende im geschwächten Grunde nahe bei 4922 He nicht meßbar
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	1	27,40	89,02	(87,40)	
$6\ ^3D_3-8\ ^3F_4$		7a	4924,934	20299,171	20299,17	I. O.
					(99,20)	
$6\ ^3D_3-8\ ^3F_3$	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$.5	4915,70	20337,31	20338,96	I. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	$\frac{1}{2}$			(39,11)	
$6\ ^3D_3-8\ ^3F_3$	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	5	4915,085	20339,848	20340,83	I. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	$\frac{1}{2}$			(40,83)	
$6\ ^3D_3-8\ ^3F_3$	$\frac{8}{2} \rightarrow \frac{8}{2}$.5	14,559	342,026		I. O.
	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{8}{2}$	2	4908,423	20367,456	20367,70	
$6\ ^3D_3-8\ ^3F_3$	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	3	08,916	67,898	(67,75)	I. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	6	4907,149	20372,741	20373,08	
$6\ ^3D_3-8\ ^3F_2$	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	3	06,973	73,475	(73,08)	I. O.
	$\frac{12}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	1	4906,774	20374,327	20374,94	
$6\ ^3D_3-8\ ^3F_2$	$\frac{10}{2} \rightarrow \frac{10}{2}$	1	06,491	75,441	korr. 74,85	I. O.
					(74,80)	

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$7^3P_2-13^3S_1$		-5 u	4905,288	20380,470	20880,47 (80,41)	I. O.
$(5p)^3P_1-4^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	4902,450	20392,270	20893,38 (90,38)	I. O.
$7^3P_2-12^3D_2$	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	01,859	94,723		I. O.
$7^3P_2-12^3D_2$		5	4856,240	20586,314	20586,2 (86,17)	I. O.
$7^3P_1-12^3D_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	4797,011	20840,490	20841,3 (41,33)	I. O.
$7^3P_2-12^3D_1$		1	96,534	42,563		I. O.
$7^3P_2-12^3D_1$		1	4783,23	20900,53	20900,5 (00,60)	I. O.
$7^3P_1-13^3D_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	4747,701	21056,937	21057,64 (57,60)	I. O.
		3	47,412	58,218		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	8	4685,223	21337,728		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	55,149	38,065		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	55,040	38,561		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2-5	84,966	38,899		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	84,901	39,195		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	5 u	84,804	39,637		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	84,769	39,793		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	84,715	40,043		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	84,621	40,472		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	84,553	40,779		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	84,464	41,185		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	84,434	41,321		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	5*	84,352*	41,695*		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	84,280	42,024		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	84,254	42,140		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	4681,252	21355,828		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3 u	81,177	56,173		
$5^3D_3-4^3F_2$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	8	81,110	56,477	21339,75 (39,81)	III. O. * Koins. m. $7^3P_2-13^3D_2$ 4684,38 Å 21341,54 cm ⁻¹
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	81,089	56,802		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1 u	4673,851	21389,644		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	73,772	90,006		
$5^3D_3-4^3F_2$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	73,686	90,402	21356,50 (56,49)	III. O.
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	73,595	90,818		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	73,393	91,743		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	4657,075	21466,695		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4-5	56,997	67,057		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	56,926	67,382		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	56,849	67,740		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	56,776	68,075		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1-5	56,707	68,394		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	56,640	68,701		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4	56,578	68,987		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	56,510	69,302		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	56,407	69,773		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	56,345	70,062		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2-5	56,302	70,260		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	8	4655,824	21472,465		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	55,755	72,784		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	6	55,677	73,144		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	55,620	73,406		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	55,553	73,716		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4	55,512	73,904		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	55,443	74,223		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4	55,374	74,541		
$5^3D_3-4^3F_2$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	55,620	73,406	21473,40 (73,41)	III. O.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$4 {}^2F_3 - 7 {}^2G$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	5117,461	19595,495	19595,76	III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	8	17,412	35,682	(35,75)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	17,967	35,855		
$4 {}^2F_3 - 7 {}^2G$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5	5116,755	19538,193	19539,28	I. und III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	$\frac{1}{2}$			(39,30)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	5115,628	19542,497		
$4 {}^2F_3 - 7 {}^2G$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	6	5115,911	19541,408	19540,85	I. und III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	15,863	41,588	(40,94)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	5115,628	19542,497		
$4 {}^2F_3 - 7 {}^2G$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	15,454	43,162	19544,96	I. und III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	13,250	43,940	korr. 44,51	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1-5	15,023	44,909	(44,49)	
$(5p)^3 {}^1S_0 - 0 {}^1P_1$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	14,770	45,774		I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	5112,414	19554,782	19555,47	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	12,204	55,901	(55,42)	
$7 {}^2P_3 - 11 {}^2D_3$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	12,006	56,956		I. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	5110,995	19560,212	19561,14	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	10,698	61,350	(61,07)	
$7 {}^2P_3 - 11 {}^2D_3$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	10,424	62,398		I. O.
$7 {}^2P_3 - 11 {}^2D_3$		8u	5109,360	19566,469	19566,47	I. O.
					(66,47)	
$7 {}^2P_0 - 12 {}^2S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	5100,005	19602,362	19604,30	I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	5099,603	03,907	(04,34)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	99,081	05,914		
$7 {}^2P_1 - 11 {}^2D_1$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5	5045,170	19815,490	19817,56	I. O. * Koinsidenz
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1u	44,980	16,161	(17,56)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8u	44,325	18,793		
$7 {}^2P_1 - 11 {}^2D_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	4*	44,141	19,456		I. O. ** gestört d. IV. Geist 5043,540 von 5015,675 He
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4*	5044,141	19819,456	19820,27	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	43,772	20,907	(20,23)	
$7 {}^2P_1 - 11 {}^2D_1$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4**	43,546	21,794		im Grund von 5016 verloren
$7 {}^2P_0 - 11 {}^2D_1$		ber.	5028,85	19879,7		
$5 {}^1D_2 - 5 {}^1F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5	4983,890	20059,052	20059,56	III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-2	83,610	60,181	(59,56)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	4973,986	20098,991		
$5 {}^1D_2 - 5 {}^1F_2$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2-5	73,851	099,536	20099,84	III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	73,774	099,845	(99,77)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3-5	73,691	100,182		
$7 {}^1P_1 - 13 {}^1S_0$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	73,605	100,531		I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5	4971,855	20107,610	20108,05	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	71,616	08,575	(08,10)	
$6 {}^2D_3 - 8 {}^2F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	4928,30	20285,31	20287,30	I. O. Ende im geschwächsten Grunde nahe bei 4922 He nicht meßbar
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	27,40	89,02	(87,40)	
		7u	4924,934	20299,171	20299,17	
$6 {}^2D_3 - 8 {}^2F_2$					(99,20)	I. O.
$6 {}^2D_3 - 8 {}^2F_2$		-5	4915,70	20337,31	20338,96	I. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	$\frac{1}{2}$			(39,11)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	5	4915,085	20339,848		
$6 {}^2D_3 - 8 {}^2F_2$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	14,553	342,026	20340,83	I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5			(40,83)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	4908,423	20367,456	20367,70	
$6 {}^2D_3 - 8 {}^2F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	08,316	67,898	(67,75)	I. O.
$6 {}^2D_3 - 8 {}^2F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	6	4907,149	20372,741	20373,08	I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	06,973	73,475	(73,08)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	4906,774	20374,327	20374,94	
$6 {}^2D_3 - 8 {}^2F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	06,491	75,441	korr. 74,85	I. O.
					(74,80)	

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$7^3P_2-13^3S_1$		-5 u	4905,298	20880,470	20880,47 (80,41)	I. O.
$(5p)^3P_1-4^3P_1$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	4902,450	20892,270	20893,38 (90,38)	I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	01,859	94,728		
$7^3P_2-12^3D_2$		5	4856,240	20586,314	20586,2 (86,17)	I. O.
$7^3P_1-12^3D_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	4797,011	20840,490	20841,3 (41,38)	I. O.
		1	96,594	42,563		
$7^3P_0-12^3D_1$		1	4783,23	20900,58	20900,5 (00,60)	I. O.
$7^3P_1-13^1D_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	4747,701	21056,937	21057,64 (57,60)	I. O.
		3	47,412	58,218		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	8	4685,223	21337,728		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	85,149	38,065		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	85,040	38,561		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2-5	84,966	38,899		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	84,901	39,195		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5 u	84,904	39,637		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	84,789	39,793		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	84,715	40,043	21339,75 (39,81)	III. O.
$5^3D_2-4^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4	84,621	40,472		* Koinz. m. $7^3P_1-13^3D_2$ 4684,38 Å 21341,54 cm ⁻¹
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	84,553	40,779		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	4	84,464	41,185		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2	84,434	41,321		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	5*	84,352*	41,695*		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2	84,280	42,024		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1	84,254	42,140		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	4681,252	21355,828		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3 u	81,177	56,173		
$5^3D_2-4^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	8	81,110	56,477	21356,50 (56,49)	III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	81,039	56,802		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1 u	4673,851	21389,644		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	73,772	90,006		
$5^3D_2-4^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	73,686	90,402	21390,80 (90,84)	III. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	73,595	90,818		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	73,398	91,743		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	4657,075	21466,695		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4-5	56,997	67,057		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	56,926	67,382		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	56,849	67,740		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	56,776	68,075		
$5^3D_2-4^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1-5	56,707	68,394	21468,24 (68,22)	III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	56,640	68,701		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	4	56,578	68,987		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2	56,510	69,302		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	56,407	69,773		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1	56,345	70,062		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2-5	56,302	70,260		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	8	4655,824	21472,465		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	55,755	72,784		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	6	55,677	73,144		
$5^3D_2-4^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	55,620	73,406	21473,40 (73,41)	III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	5	55,553	73,716		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	4	55,512	73,904		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	5	55,443	74,223		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	4	55,374	74,541		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$5^3D_2-4^3F_4$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	4652,243	21488,992	21489,78 korr. 90,13 (90,09)	III. O.
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	-8	51,956	90,321		
$5^3D_2-4^3F_2$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	3	4644,681	21523,978	21524,44 (24,44)	III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$					
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$					
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	6	44,616	24,281		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	6	44,543	24,616		
$5^3D_1-4^3F_3$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	44,529	24,688	21554,20 (54,22)	III. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5	4638,276	21553,699		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	8	38,215	53,981		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	6	38,188	54,342		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	6	38,090	54,565		
$5^3D_1-4^3F_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	7	38,072	54,646	21559,50 korr. 59,41 (59,41)	III. O.
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	4	38,010	54,939		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	2	37,937	55,276		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	4637,203	21558,687		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2	37,154	58,916		
$5^3D_1-4^3F_3$	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	37,068	59,313	21601,21 (01,17)	III. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	37,088	59,455		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	37,011	59,581		
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	36,915	60,026		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	1	36,861	60,277		
4^3F_2-8-G	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	4628,310	21600,096	21604,204 04,406 21604,77 (04,74)	III. O.
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2-5	28,182	00,694		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2-5	28,072	01,206		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	2	27,784	02,555		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	4	4627,433	21604,204		
4^3F_2-8+G	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	27,390	04,406	21695,55 (95,52)	III. O.
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	6	27,333	04,671		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	27,222	05,188		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	1	4621,060	21634,000		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	2	20,828	35,086		
4^3F_1-8-G	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1-5	30,667	35,840	21695,55 (95,52)	III. O. $\rightarrow \frac{17}{2}$ fehlt
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	20,529	36,484		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3-5	20,413	37,026		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	4	20,271	37,694		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	4	4620,271	21637,694		
4^3F_1-8+G	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	10	20,214	37,939	21639,02 (39,09)	III. O.
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	6	20,104	38,451		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	5	20,006	38,938		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	-5	19,740	40,179		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	6	4617,202	21652,085		
4^3F_3-8-G	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	17,159	52,286	21652,20 (52,20)	III. O.
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	17,116	52,488		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1	4616,621	21654,802		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	3	16,585	54,968		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	ber.		56,638		
4^3F_3-8+G	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	ber.		56,406	21655,81 (55,77)	III. O.
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	4616,227	21656,647		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	16,126	57,124		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	3-5	16,063	57,559		
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	4	15,925	58,063		
4^3F_3-8-G	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	15,890	58,275	21657,32 (57,39)	III. O.
	$\frac{15}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1				

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
4^3F_3-8+G	$\frac{9}{2}$	1	4615,705	21659,099		III. O.
	$\frac{7}{2}$	1-5	15,570	59,731		
	$\frac{5}{2}$	1	15,419	60,441	21660,75	
	$\frac{3}{2}$	-5	15,255	61,210	korr. 60,95	
	$\frac{1}{2}$	-3	15,096	62,084	(60,96)	
$6^3D_3-9^3F_3$	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	-5	4589,84	21781,10		I. O. beide Strukturen greifen übereinander. $6^3D_3-9^3F_3$ ist vorhanden
	$\frac{9}{2}$ $\frac{9}{2}$	-8	4589,65	82,07	21782,09	
		-5	80,38	83,31	(82,13)	
$6^3D_3-9^3F_3$		-8	4589,65	21782,07		I. O. in III. O. Koloridens mit 3441,9 IV.
		-8	89,25	83,94	21783,8	
		-3	88,85	85,86	(84,03)	
$6^3D_3-9^3F_3$		1	4587,143	21793,957		III. O.
		8	87,028	94,505	21794,51	
		1	86,928	94,976	(94,51)	
$6^3D_3-9^3F_3$	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	-5	4578,599	21834,627		III. O. Intens. verkehrt * beiden Strukturen gemeinsam
		2	78,526	34,975		
		4	78,423	35,483		
		6*	78,363	35,749	21835,58	
		3*	78,225	36,408	(35,56)	
$6^3D_3-9^3F_3$	$\frac{9}{2}$ $\frac{9}{2}$	2-5*	78,148	36,773		III. O. * beiden Strukturen gemeinsam
	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	6*	4578,363	21835,749		
		3*	78,225	36,408		
		2-5*	78,148	36,773		
		2	78,075	37,123		
$6^3D_3-9^3F_3$		2	78,027	37,363	21837,40	III. O.
		1-5	77,959	37,675	(37,46)	
		-5	77,886	38,023		
	$\frac{9}{2}$ $\frac{9}{2}$	ber.		39,413		
		-5	4573,009	21861,316		
$6^3D_3-9^3F_3$	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	3	72,904	61,818	21861,61	III. O.
		-2	4571,402	21868,98	(61,62)	
	$\frac{9}{2}$ $\frac{9}{2}$	2	71,930	69,344		
$6^3D_3-9^3F_3$	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	5	71,215	69,898	21869,48	III. O.
	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	3	71,169	70,115	korr. 69,39	
					(69,53)	
$6^3D_3-9^3F_3$	$\frac{13}{2}$ $\frac{9}{2}$	2	4570,979	21871,026		III. O.
	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	5	70,932	71,247		
	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	4	70,841	71,685	21871,51	
	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	1-5	70,782	71,964	(71,43)	
	$\frac{9}{2}$ $\frac{9}{2}$	1	70,732	72,208		
$5^3D_3-8^3F_3$	$\frac{7}{2}$	3	4549,353	21974,987		II. u. III. O.
	$\frac{9}{2}$	4	49,051	76,447	21976,66	
	$\frac{11}{2}$	4	48,738	77,960	(76,65)	
$5^3D_3-8^3F_3$	$\frac{11}{2}$	6	4500,949	22211,303		II. u. III. O.
	$\frac{9}{2}$	5	00,770	12,187	22212,02	
	$\frac{7}{2}$	4	00,627	12,893	(12,03)	
$6^3D_3-10^3F_3$		-5 u.	4375,08	22850,30		I. O.
$6^3D_3-10^3F_3$	Rd.	4	4373,040	22860,937		I., II., III. O.
		7	72,874	61,836	(61,84)	
	Rd.	4	72,804	62,171		
$6^3D_3-10^3F_3$	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	4	4365,06	22902,77		II. O.
	$\frac{9}{2}$ $\frac{9}{2}$	-5	64,65	04,93	22903,74	
$6^3D_3-10^3F_3$	$\frac{13}{2}$	3	4364,77	22904,28		II. O.
	Rd.	0	64,16	07,46	22905,92	
	Rd.	ber.	64,08	07,89	(05,88)	
$6^3D_3-10^3F_3$		3	4360,31	22927,69		I. u. II. O.
$6^3D_3-10^3F_3$	$\frac{7}{2}$	-5	4358,50	22937,26		II. O.
	$\frac{11}{2}$	-1	58,32	38,18	22937,78	
					(37,73)	

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3D_1-10^3F_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1 .8	4868,05 67,92	22939,59 40,27	22939,85 (39,86)	II. O.
4^1F_3-9-G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$.5 .5	4337,131 96,675	23050,244 52,662	23051,33 (51,97)	III. O.
4^1F_3-9+G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4 .5	4336,389 36,141	23054,450 55,503	23054,89 (54,97)	III. O.
4^3F_4-9-G	$\frac{17}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	ber. .5	4390,677 80,020	23083,91 23084,586	23085,77 (85,72)	III. O.
4^3F_4-9+G	$\frac{17}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	6 .5	4390,020 29,649	23088,096 90,075	23089,24 (89,32)	III. O.
4^3F_4-9-G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	7 1	4327,334 27,299	23102,426 02,666	23102,43 (02,40)	III. O.
4^3F_4-9+G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2 4	4326,809 26,761	23105,230 05,684	23106,10 (06,00)	III. O.
4^3F_4-9-G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1 ber.	26,504	06,857 06,907		
4^3F_4-9+G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	ber. 1	4326,504	23106,569 06,857	23107,54 (07,59)	III. O.
4^3F_4-9-G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2 4	26,335 26,229	07,761 08,326		
4^3F_4-9+G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3 3	4326,019 25,885	23109,447 10,166		
4^3F_4-9-G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2 1	25,757 25,594	10,849 11,717	23111,13 korr. 11,23	III. O.
4^3F_4-9+G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1 .5	25,445	12,516	(11,19)	
$6^1P_1-6^3S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$.5 .5	4292,477 92,078	23290,027 92,193	23292,26 (92,28)	III. O.
$6^3D_3-11^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1 Rd.	91,731	94,075		
$6^3D_3-11^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2 3	4229,59 4229,00	23636,32 39,62	23638,3 (38,32)	I. O. und 3 Prismenapparat
$6^3D_3-11^3F_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	Rd. 3	4229,00 27,98	23639,62 45,33	23642,1 (41,93)	I. O. und 3 Prismenapparat
$6^3D_3-11^3F_4$		6 u	4237,16	23649,89	23649,89 (49,89)	I. O. u. 3 Prismenapparat
$6^3D_3-11^3F_2$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	6 5	4219,83 19,50	23691,00 92,87	23691,7 (91,75)	I. O. und 3 Prismenapparat
$6^3D_3-11^3F_4$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	2 2	4219,40 18,72	23693,41 97,20	23695,2 (95,36)	I. O. und 3 Prismenapparat
$6^3D_3-11^3F_2$		1 u	4215,59	23714,78	(14,78)	I. O. u. 3 Prismenapparat
$6^3D_3-11^3F_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{3}{2}$	4 3	4213,73 13,58	23725,26 28,14	23725,74 korr. 5,65	I. O. und 3 Prismenapparat
$6^3D_3-11^3F_2$		6 4	4213,10 12,97	23728,82 29,84	23729,3 (29,33)	I. O. und 3 Prismenapparat
$6^1P_1-6^1S_0$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	4 5	4205,217 05,151	23773,294 73,667	23773,73 (73,73)	III. O.
4^1F_3-10-G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$.8 1	4150,427 50,005	24087,123 89,572	24088,22 (88,21)	I. O.
4^1F_3-10+G	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5 .5	4149,710 49,520	24091,285 92,388	24091,72 (91,74)	IV. O.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$4^3F_4-10^-G$	$^{11}/_2$	-2	4144,478	24121,697	24122,55 (22,56)	I. O. gestört durch He 4143,76
$4^3F_4-10^+G$	$^{9}/_2$	-5	4143,511	24127,326	24128,03 (26,09)	
$4^3F_3-10^-G$		4	4141,460	24139,275	(39,24)	I. O.
$4^3F_3-10^+G$		2	4140,964	24142,166	24142,80 (42,77)	I. O.
$4^3F_3-10^-G$	$^{11}/_2$ $^{11}/_2$	2	4140,420	24145,338	24144,35 (44,43)	
$4^3P_3-10^+G$	$^{9}/_2$	-5	4140,255	24146,304	24147,83 korr. 7,93 (47,96)	3 Prismenapparat
$6^3D_3-12^3F_4$		5 u	4122,791	24248,582	(48,59)	3 Prismenapparat
$6^3D_3-12^3F_3$	Rd. Rd.	1 -5	4115,69 15,48	24290,43 91,63	24290,9 (90,85)	3 Prismenapparat
$6^3D_3-12^3F_2$		-5	4112,008	24312,168	(12,17)	3 Prismenapparat
$6^3D_1-12^3F_3$		1 u	4109,88	24324,78	(24,82)	3 Prismenapparat
$6^3D_1-12^3F_2$		2 u	4109,34	24327,96	(27,96)	3 Prismenapparat
	$^{7}/_2$ $^{9}/_2$	3	4057,188	24640,666		II. u. III. O.
	$^{9}/_2$ $^{11}/_2$	8	57,070	41,378		
$6^3P_3-8^3S_1$	$^{11}/_2$ $^{11}/_2$	15	56,936	42,196	24642,14 (42,15)	
	$^{9}/_2$ $^{9}/_2$	5	56,785	43,133		
	$^{11}/_2$ $^{11}/_2$	6	56,747	43,343		3 Prismenapparat
	$^{11}/_2$ $^{9}/_2$	2	56,591	44,239		
$5^3D_3-7^3P_1$		6 u	4027,79	24820,51	(20,54)	3 Prismenapparat
$5^3D_1-7^3P_3$	$^{7}/_2$ $^{9}/_2$	koinz.*			24844,55 (44,40)	* koinz. m. He 4023,97
	$^{9}/_2$ $^{11}/_2$	4	4023,76	24845,35		
$4^3F_3-11^-G$	$^{11}/_2$	1	4022,33	24854,21	24855,17 (55,18)	3 Prismenapparat
	$^{9}/_2$	3	21,99	56,33		
$4^3F_3-11^+G$	$^{11}/_2$	6	4021,66	24858,33	24858,84 (58,73)	3 Prismenapparat
	$^{9}/_2$	1	21,48	59,46		
$4^3F_3-11^-G$	$^{11}/_2$	-5	4016,76	24888,66	24889,58 (89,53)	3 Prismenapparat
$4^3F_3-11^+G$	$^{11}/_2$	6	4016,24	24891,93	24893,14 (93,08)	3 Prismenapparat
	$^{9}/_2$	-5	15,80	94,65		
$4^3F_3-11^-G$	Rd. Rd.	7 7	4013,97 13,88	24905,97 06,50	24906,26 (06,21)	3 Prismenapparat
$4^3F_3-11^+G$	$^{9}/_2$	5	4013,49	24908,97	24909,77 (09,76)	3 Prismenapparat
$4^3F_3-11^-G$	$^{11}/_2$	3	4012,96	24912,26	24911,36 (11,40)	3 Prismenapparat
$4^3F_3-11^+G$	$^{9}/_2$	1	4012,78	24913,35	24914,91 korr. 14,97 (14,95)	3 Prismenapparat
	$^{11}/_2$	-2	12,32	16,19		

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$5^3D_2-7^3P_2$	$\begin{matrix} 11/2 & 11/2 \\ : & : \\ 5/2 & 5/2 \\ 13/2 & 13/2 \\ 9/2 & 9/2 \\ 7/2 & 7/2 \\ 11/2 & 11/2 \\ 13/2 & 13/2 \\ 9/2 & 9/2 \end{matrix}$	3	4007,608	24945,499		
		4	07,543	45,906	24946,00 (46,13)	II. u. III. O.
		1	07,396	46,819		
		3	4004,834	24962,778		II. O.
		5	04,528	64,685	24963,80 (63,80)	u. 3 Prismenapparat
$6^3P_1-7^3D_2$	$\begin{matrix} 7/2 \\ 9/2 \\ 11/2 \end{matrix}$	5	3962,609	25228,766		
		5	62,588	28,904		
		2	62,418	29,984		
		5	62,476	30,893	25230,49 (30,50)	II. u. III. O.
		4.5	62,159	31,684		
$6^3P_1-8^3S_1$	$\begin{matrix} 7/2 \\ 9/2 \\ 11/2 \\ 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$	4.5	62,041	32,387		
		1	3936,07	25396,90	(98,90)	3 Prismenapparat gestört durch He 3985,95
		1.5	3934,683	25407,825		III. O.
		2	34,431	09,454	25409,81	
		3	34,123	11,444	(09,80)	
4^1F_3-12-G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$.5	3930,13	25437,27	25438,24 (38,17)	3 Prismenapparat
		2	29,80	39,40		
4^1F_3-12+G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$	3	3929,53	25441,12	25441,73 (41,71)	3 Prismenapparat
		1	29,33	42,40		
4^3F_4-12-G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$.5	3924,80	25471,78	25472,57 (72,52)	3 Prismenapparat
		3	3924,35	25474,71		
4^3F_4-12+G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$.2	23,94	77,40	25476,07 (76,06)	3 Prismenapparat
		3	3922,16	25488,95		
4^3F_3-12-G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$	3	22,08	89,45	25489,21 (89,20)	3 Prismenapparat
		1	3921,682	25492,05		
4^3F_3-12+G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$	1			25492,76 (92,74)	
						3 Prismenapparat
4^3F_3-12-G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$	1	3921,19	25495,28	25494,38 (94,39)	
		3	3902,123	25619,840		
$6^1P_1-7^1D_2$	$\begin{matrix} 7/2 \\ 9/2 \\ 11/2 \end{matrix}$	3.5	02,076	20,134	25620,19 (20,24)	III. u. IV. O.
		4	02,024	20,476		
$5^1D_2-6^3F_3$		4	3894,82	25667,86	(67,76)	3 Prismenapparat
$5^1D_2-6^1F_3$		10	3889,78	25701,13	(01,16)	I. u. II. O. gestört d. He 3888,65
4^1F_3-13-G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$.3	3861,29	25890,74	25891,61	
		.5	60,99	92,75	(91,64)	3 Prismenapparat
4^1F_3-13+G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$	2	3860,73	25894,53	25895,16	
		.2	60,52	95,94	(95,18)	3 Prismenapparat
4^3F_4-13-G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$.2	3856,06	25925,84	25926,02 (25,99)	3 Prismenapparat
4^3F_4-13+G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$	2	3855,723	25928,180	25929,49	
		.2	55,36	30,54	(29,53)	3 Prismenapparat
4^3F_3-13-G	$\begin{matrix} 13/2 \\ 9/2 \end{matrix}$	1	3853,597	25942,437	25942,71	
		1	33,515	42,988	(42,67)	3 Prismenapparat

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
4^2F_5-13+G	$3/2$	-5 A	3853,14	25945,53	25946,18 (46,23)	
$(5p)^2 1D_2-4^2F_5$	$13/2$ $13/2$	5.5	3842,272	26018,898		IV. O.
	$13/2$ $5/2$	5	42,217	19,271		
	$11/2$ $4/2$	4.5	42,168	19,600	26019,45	
	$9/2$ $4/2$	4	42,125	19,897	(19,43)	
	$7/2$ $3/2$	1	42,091	20,125		
$(5p)^2 1D_2-4^2F_5$	$9/2$ $5/2$	1	3834,772	26069,727		IV. O.
	$7/2$ $4/2$	1	34,722	70,062	26070,51	
	$5/2$ $3/2$	5	34,686	70,311	(70,46)	
	$3/2$ $2/2$	6	34,647	70,571		
	$1/2$ $1/2$	6.5	34,606	70,855		
4^1F_5-14-G	$3/2$	-2	3808,11	26252,29	26251,4 (51,40)	3 Prismenapparat
4^1F_5-11+G	$13/2$ $3/2$	-2 0	3807,82 07,63	26254,33 55,61	26254,51 (54,94)	3 Prismenapparat
4^2F_5-14-G		-5	3802,96	26287,88	26285,77 (85,75)	3 Prismenapparat
4^2F_5-14+G					26289,25 (89,29)	
$6^2P_3-7^2D_3$	$11/2$ $13/2$	2	3802,107	26293,763		III. O.
	$11/2$ $11/2$	1	01,987	94,931		
	$9/2$ $8/2$	-8	01,799	95,884		
	$7/2$ $6/2$	1	01,663	96,825	26296,14	
	$5/2$ $4/2$	-8	01,541	97,668	(96,15)	
$6^2P_3-7^2D_3$	$3/2$ $2/2$	-5	01,432	98,420		III. O.
	$1/2$ $1/2$	1	01,345	99,020		
	$11/2$ $13/2$	3	3799,423	26312,328		
	$11/2$ $11/2$	5	99,371	12,685		
	$9/2$ $8/2$	3	99,314	13,079		
$6^2P_3-7^2D_3$	$7/2$ $6/2$	1	99,257	13,473		III. O.
	$5/2$ $4/2$	4	99,204	13,839	26313,71	
	$3/2$ $2/2$	1	99,145	14,251	(13,67)	
	$1/2$ $1/2$	2.5	99,118	14,441		
	$1/2$ $1/2$	2.5	99,055	14,872		
$6^2P_3-7^2D_3$	$1/2$ $1/2$	1	99,006	15,215		IV. O.
	$13/2$ $13/2$	1	3795,316	26340,797		
	$11/2$ $11/2$	3	95,272	41,104		
	$9/2$ $8/2$	8	95,211	41,528	26341,55	
	$7/2$ $6/2$	4	95,166	41,839	(41,55)	
$6^2P_3-7^2D_3$	$5/2$ $4/2$	1.5	95,125	42,123		II. u. III. O.
	$3/2$ $2/2$	5	3723,645	26847,781	26849,62	
	$1/2$ $1/2$	5.5	23,407	49,500	(49,68)	
	$1/2$ $1/2$	6	23,205	50,955		
	$1/2$ $1/2$	7	3718,836	26882,497		
$6^2P_3-7^2D_3$	$11/2$ $11/2$	4	18,707	83,432		II. u. III. O.
	$9/2$ $8/2$	5	18,634	83,959	26884,49	
	$7/2$ $6/2$	4.5	18,390	85,726	(84,50)	
	$5/2$ $4/2$	4.5	18,332	86,147		
	$3/2$ $2/2$	3.5	18,218	86,968		

5*

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f^1 \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3P_1 - 7^2D_2$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	8716,333	26900,603		III. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	5	16,284	00,962		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	7	16,233	01,331		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	16,183	01,691		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	16,130	02,060	26901,97	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	16,081	02,431	(02,02)	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{15}{2}$	4	16,048	02,665		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	16,004	02,983		
$5^1D_2 - 9^1P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	15,956	03,338		III. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	4	3708,246	26959,268		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	08,106	60,289	26960,08	
$6^3P_2 - 7^2D_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2.5	08,001	61,052	(60,06)	III. u. IV. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	7	3694,029	27063,022		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	6	93,899	63,975	27063,61	
$6^3P_1 - 7^1D_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	5	93,788	64,786	(63,80)	II. u. III. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	9627,782	27557,211		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1.5	27,577	58,768	27558,49	
$(5p)^3 3P_2 - 5^3F_3$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	27,404	59,079	(58,46)	I. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	3522,762	28378,714	28379,44	
$(5p)^3 3P_1 - 5^1F_3$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	22,600	80,018	(79,44)	III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	3517,836	28418,452	28419,65	
$5^1D_2 - 7^2F_3$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	17,566	20,630	(19,65)	III. u. IV. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	3441,975	29044,774	29045,30	
$5^1D_1 - 7^1F_3$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	41,832	45,981	(45,30)	III. u. IV. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	3438,519	29073,967	29074,82	
$(5p)^3 1D_2 - 7^2P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	38,339	75,489	(74,84)	II. u. III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	3404,448	29364,922	29366,45	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3.5	04,297	66,229	(66,56)	
$6^1P_1 - 9^1S_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	04,131	67,658		III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	3376,644	29906,711	29907,15	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2.5	76,604	07,066	(07,14)	
$5^1D_2 - 10^3P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	76,554	07,502		III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	3352,537	29819,601	29821,62	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	52,300	21,707	(21,63)	
$5^1D_1 - 10^1P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	52,167	22,897		III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	3846,062	29877,302	29878,17	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	45,940	78,392	(78,16)	
$(5p)^3 1D_2 - 7^1P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	45,850	79,197		III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	4	3308,575	29944,304	29944,95	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	38,486	45,105	(44,92)	
$6^1P_1 - 8^2D_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	38,415	45,738		II. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	3298,142	30311,343	30312,50	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-8	98,087	12,148	(12,49)	
$6^1S_2 - 7^1P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	97,937	13,274		
$6^1S_2 - 7^1P_1$		ber.	3273,11	30543,2		fehlt a Prism. u. I. O.
$6^1P_1 - 8^1D_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	3264,073	30627,756		IV. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2	64,041	28,052	30628,11	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	64,005	28,392	(28,21)	
$6^3P_1 - 9^1S_1$		ber.	3255,67	30706,8	nicht gem.	Koln. m. In I 3256,09
$5^1P_1 - 6^2S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	3237,097	30882,976		II. u. III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1.5	36,904	84,820	30885,22	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	2	36,670	87,050	(86,22)	
$5^1D_2 - 8^2F_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	3200,902	31232,180	31222,67	II. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	00,791	33,267	(32,66)	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	3	3198,184	31258,730	31259,52	
$5^1D_2 - 8^1F_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	6	98,037	60,161	(59,55)	III. O.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3P_1-9^3S_1$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4.5	3194,634	31293,461		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	1	94,520	94,573	31295,05	II. u. III. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	94,435	95,413	(95,10)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2.5	94,360	96,143		
$6^3P_2-9^3S_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	94,278	96,951		
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	3176,475	31472,949		III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	76,909	73,997	31474,34	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	76,112	75,947	(74,40)	
$5^3D_2-5^3F_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-8	3160,198	31634,447	31636,44	II. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$.5	59,765	38,867	(36,40)	
$5^3D_3-5^3F_4$	Rd.		3158,511	31651,337		III. u. II. O.
	Rd.	10	58,396	52,489	31652,49	
$6^3P_1-8^3D_2$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-8	3157,509	31661,388	31662,35	II. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	-8	57,273	63,760	(62,36)	
$6^3P_2-8^3D_2$		15	3155,771	31678,825	(78,82)	II. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	1	3147,245	31764,635		
$5^3D_3-5^3F_3$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-8	47,135	65,746		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	47,038	66,722	31766,09	II. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-3	46,974	67,358	(66,00)	
	$\frac{5}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	-5	46,911	68,003		
$5^3D_3-5^3F_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	8	3146,806	31769,067	31770,00	II. u. III. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{5}{2}$	5	46,601	71,142	(70,00)	Koinz. m. $5^1D_2-11^1P_1$ 31770,9 cm ⁻¹
$5^3D_3-5^3F_4$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{6}{2}$	-2	3145,257	31784,707	31785,55	II. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	-5	45,109	86,208	korr. 5,91 (86,08)	
$5^1D_2-11^1P_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	3143,942	31797,916	31798,80	II. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-3	43,844	98,998	(98,84)	
$5^3D_3-5^3F_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	3142,790	31809,663		II. u. III. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$				31810,22	
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$	5	42,714	10,432	(10,28)	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$					
$5^3D_3-5^3F_3$	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	8	3138,642	31851,701		II., III. u. IV. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	ber.	38,583	52,290	31851,97	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5	38,56	52,49	(52,04)	
$5^3D_3-5^3F_3$	Mi.	.5	3138,205	31856,139	korr. 56,05 (56,00)	II. u. IV. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	3101,005	32238,266		
$6^3P_1-8^3D_1$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	00,934	39,013		II. O.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	00,867	39,708	32240,24	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3.5	00,698	41,466	(40,25)	
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	00,659	41,975		
$6^3P_1-8^3D_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2	00,571	42,778		
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	3099,866	32250,038		IV. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	4	99,739	51,411	32250,69	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$.5	99,681	52,015	(50,71)	
$6^3P_2-8^3D_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	3083,738	32418,779		III. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2	83,653	19,666	32419,55	
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1.5	83,569	20,551	(19,55)	
$6^3P_1-8^3D_2$		4	3069,76	32566,40	(66,43)	P.
	$\frac{13}{2} \rightarrow \frac{13}{2}$.5	3052,293	32752,745	32753,43	II. u. III. O.
$5^3D_3-9^3F_3$		1.5	52,166	54,102	(53,42)	
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$.5	3028,763	33007,189		
$6^3S_1-7^3P_0$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-3	28,565	09,246	33009,00	II. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$		zu schwach		(09,00)	

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3S_1-7^3P_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5 -3	3022,947 22,737	33070,690 72,992	33071,14 (71,14)	II. O.
$6^1P_1-10^1S_0$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$ $\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1 4	3022,446 22,372	33076,173 76,961	33076,62 (76,74)	II. O.
$6^3S_1-7^3P_2$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3 5 3	2999,503 99,397 99,316	33329,233 30,331 31,232	33330,33 (30,33)	II. O.
$6^1P_1-9^1D_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4 2	2366,201 66,147	33703,335 03,945	33703,61 (03,71)	IV. O.
$5^1P_1-6^1S_0$		10	2941,050	33991,538	(91,55)	IV. O. keine Auflösung deutlich
$6^3P_2-10^3S_1$		3	2916,467	34278,044	(78,00)	III. O.
$5^1P_1-(5P)^1P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5 7	2890,200 90,161	34589,548 90,014	34589,80 (89,80)	VI. O.
$6^3P_1-10^3S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$ $\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3 1 3 1?	2907,387 67,288 67,222 67,111?	34864,739 65,945 66,745 68,100?	34866,38 (66,36)	II. u. III. O.
$6^3P_2-9^3D_2$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1 4	2866,642 66,464	34873,803 75,966	34874,99 (74,96)	II. u. III. O.
$6^3P_2-9^3D_2$	Rd. $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2 8	2865,734 65,684	34884,863 85,457	34885,46 (85,60)	II. u. III. O.
$6^3P_2-9^3D_2$	Rd. $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	2 8	65,637	86,142		
$6^3P_2-10^3S_1$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$ $\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$ $\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1 1 ber.	2852,743 52,613 52,451*	35043,733 45,333 47,312	35045,70 (45,65)	II. u. III. O. * Beob. 52,46 ist gestört
$6^3P_1-11^1S_0$		4	2831,540	35306,103	(06,11)	II. u. III. O. nicht aufgelöst
$6^3P_1-9^3D_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$ $\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$ $\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$ $\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$ $\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	2 -1 1 1 1 1	2819,695 19,601 19,560 19,486 19,370 19,388	35454,394 55,572 56,096 57,646 58,405 58,873	35456,50 (56,46)	II. O. soeben aufgelöst
$6^3P_1-9^3D_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	6 3	2819,039 18,932	35462,644 63,990	35463,24 (63,91)	II. O.
$6^3P_2-9^3D_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$ $\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4 2 u	2805,400 05,288	35635,044 36,461	35635,84 (35,76)	II. u. III. O.
$6^3P_2-9^3D_2$		1	2804,8	35642,5	(42,61)	P.
$6^3P_1-10^3D_2$		6	2798,760	35719,323	(19,37)	II. O. Breite $0,05 \text{ \AA} \sim 0,64 \text{ cm}^{-1}$
$(5P)^1D_2-5^3F_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	2 1	2752,834 52,743	36315,462 16,665	36316,01 (16,02)	II. bis VI. O.
$(5P)^1D_2-5^3F_2$	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	5 8	2749,803 49,702	36355,495 56,853	36356,24 (56,23)	III. O.
$6^3P_2-11^1S_1$		1	2734,450	36559,602	(59,69)	II. O.
$6^3P_1-12^1S_0$		1	2714,900	36822,850	(22,84)	II. O.
$6^3P_1-10^3D_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$ $\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8 -3	2705,079 04,934	36956,521 58,782	36957,47 (57,47)	II. O.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3P_2-10^3D_2$		6	2704,483	33964,669	(64,68)	II. O.
$6^1P_1-11^3D_2$		1	2699,33	37035,16	(35,01)	P.
$6^1P_1-11^1D_2$		6	2693,882	37110,117	(10,04)	II. O.
$6^3P_1-11^3S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	3	2691,254	37146,360	37148,05	II. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	3	91,050	49,179	(48,04)	
$5^3D_2-6^3F_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	1	2684,300	37242,580	37244,57	II. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-8	84,000	46,741	(44,68)	
$5^3D_2-6^3F_4$		8	2683,117	37259,005	(59,18)	II. O.
$5^3D_2-6^1F_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	2681,8	37277,3	37278,1	P.
					(78,00)	
$6^3P_2-11^3S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-2	2678,398	37325,574		
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	78,236	26,899	37327,40	II. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-8	78,085	29,006	(27,34)	
$5^3D_2-6^3F_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	2674,910	37373,314	37374,91	II. O.
					(74,87)	
$5^3D_2-6^3F_4$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	2674,632	37377,197	37378,15	II. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	7	74,480	79,321	(78,20)	
$5^3D_2-6^3F_4$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	2673,58	37391,92	37392,58	II. O.
					korr. 92,93	
					(92,78)	
$5^3D_2-6^1F_2$		5	2672,173	37411,58	(11,60)	II. O.
$5^3D_1-6^3F_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	8	2668,685	37460,483	37460,88	II. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	6	68,623	61,937	(60,87)	
$5^3D_1-6^3F_4$		1	2668,414	37464,287	korr.	II. O.
					37464,20	
					(64,20)	
$6^3P_1-10^3D_1$	Rd.	5	2662,685	37544,886	37545,6	II. O.
	Rd.	5	62,583	46,336	(45,82)	
$6^3P_1-10^1D_1$	Rd.	5	2654,76	37657,03	37657,72	P.
	Rd.	4	54,65	58,50	(57,59)	
$6^3P_2-10^3D_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	4	2650,351	37719,610	37720,41	II. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	1	50,226	21,382	(20,39)	
$6^3P_2-10^1D_1$		-2	2649,97	37725,05	korr.	II. O.
					37725,19	
					(25,12)	
$6^1P_1-13^3S_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-3	2641,04	37852,55	37854,32	P.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	40,78	56,29	(54,38)	
$6^1P_1-13^1S_2$		2	2637,646	37901,293	(01,24)	II. O. u. P.
$6^3P_2-12^3S_1$		4	2623,433	38106,604	(06,85)	II. O.
$6^1P_1-12^1D_2$		4	2623,281	38108,815	(08,74)	II. O.
$(5p)^3 \rightarrow 1D_2-8^3P_1$	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{9}{2}$	-5	2614,861	38231,515	38233,09	II. O.
	$\frac{9}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	-5	14,666	34,370	(33,11)	
$6^3P_2-11^3D_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-2	2604,756	38379,823	38382,21	II. O.
					(82,21)	
$6^3P_2-11^1D_2$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	2604,475	38383,974	38384,90	II. O.
	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	-5	04,333	86,066	(84,88)	
$6^3P_2-11^3D_2$		5	2604,045	38390,306	(90,31)	II. O.
$(5p)^3 \rightarrow 1D_2-8^1P_1$	$\frac{11}{2} \rightarrow \frac{7}{2}$	4	2598,802	38467,750	38468,48	II. O.
	$\frac{7}{2} \rightarrow \frac{11}{2}$	3	98,692	69,380	(68,49)	
$5^1P_1-(5p)^3 \rightarrow P_2$		-5	2591,945	38569,514	(69,49)	II. O. scharfe Linie

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3P_1-12^3S_1$	$^{11/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$	-5 1	2583,630 83,494	38693,625 95,662	38695,26 (95,20)	II. O.
$6^3S_0-8^3P_1$	$^{7/2}_g \rightarrow ^{9/2}_g$ $^{11/2}_g \rightarrow ^{9/2}_g$	2 3	2574,512 74,372	38830,67 32,78	38831,40 (81,96)	P.
$6^3P_1-13^3D_1$	$^{11/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$	-5	2573,184	38850,609	38850,48 (50,54)	II. O.
$6^3P_0-12^3S_1$	$^{7/2}_g \rightarrow ^{9/2}_g$ $^{11/2}_g \rightarrow ^{9/2}_g$	-5 1	2571,731 71,496	38872,651 76,203	38874,60 (74,50)	II. O.
$6^3P_1-11^3D_1$	$^{11/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$	2	2565,397	38968,628	38970,65 (70,56)	P.
$6^3P_1-11^3D_2$	$^{11/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$	7	2565,13	38972,58	38973,19 (73,23)	P.
$6^3P_1-11^3D_3$	$^{11/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$	3	2564,725	38978,85	38979,01 korr. 78,66 (78,66)	P.
$6^3S_0-8^3P_1$		ber.	2558,955	39066,74		durch überexponierte in I 2560,15 verdeckt
$5^3P_1-5^3D_2$		8 8	2554,477 54,399	39135,191 36,300	39135,85 (55,82)	II. O.
$6^3P_0-11^3D_1$		7	2553,56	39149,23	39149,8 (49,86)	P.
$6^3P_0-11^3D_2$	$^{11/2}_g \rightarrow ^{9/2}_g$	2	2553,33	39152,75	39152,42 korr. 2,57 (52,53)	P.
$6^3P_2-13^3S_1$		1	2549,976	39204,26	(04,26)	II. O.
$5^3P_1-5^3D_3$	$^{11/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$	1	2545,70	39270,12	39269,06 korr. 69,41 (69,42)	II. O.
$6^3P_1-15^3S_0$		-5	2543,95	39297,1	(97,07)	II. O.
$6^3P_2-12^3D_2$		3	2536,669	39409,92	(10,01)	II. O. gestört durch Hg 2536,52
$6^3P_1-16^3S_0$		3	2514,08	39763,98	(17,91)	P.
$6^3P_1-13^3S_1$	$^{9/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$ $^{11/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$ $^{11/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$	6 5 5	2512,370 12,247	39791,03 93,00	39792,60 (92,60)	P.
$6^3P_1-13^3S_0$	$^{9/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$ $^{9/2}_g \rightarrow ^{11/2}_g$	-5 -5	2509,395 09,296	39838,221 39,792	39839,44 (39,46)	P.
$6^3P_1-15^3D_2$		6	2508,157	39857,89	(57,84)	P. zu stark, wohl gestört
$6^3P_0-13^3S_1$	$^{11/2}_g \rightarrow ^{9/2}_g$	4 5	2501,078 00,900	39970,69 73,53	39971,93 (71,90)	P.
$6^3P_1-12^3D_0$		10	2499,599	39994,34	(94,33)	P.
$6^3P_1-12^3D_3$		3	2499,34	39998,48	39998,64 korr. 98,29 (98,36)	P.
$6^3P_1-14^3S_1$		8	2498,590	40010,49	(10,52)	P.
$6^3P_1-12^3D_2$	$^{7/2}_g \rightarrow ^{7/2}_g$	4 3	2496,333 96,215	40046,65 48,58	40046,92 (46,96)	P.
$6^3P_2-13^3D_3$		9	2488,951	40165,42	(65,38)	P.
$6^3P_2-12^3D_1$	$^{11/2}_g \rightarrow ^{7/2}_g$	7 4	2488,666 88,556	40170,02 71,79	40170,82 (70,76)	P.
$5^3P_1-(5p)^3^3P_1$		7	2486,15	40210,66	(10,66)	P.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3P_1-14^3S_1$	$11/2 \rightarrow 11/2$	1	2462,952	40599,28	40598,87 (96,87)	IV. O.
$6^3P_1-15^3S_1$		2	2461,07	40620,44	(20,54)	P.
$5^3D_3-7^3F_4$		2	2460,19	40634,95	(35,11)	IV. O. Neben In I 2460,08 schwer zu messen
$6^3P_1-14^3D_2$		4u	2453,855	40739,85	(38,88)	P.
$6^3P_1-13^3D_1$		6	2453,228	40750,26	(50,43)	P.
$5^3D_3-7^3F_2$	$11/2 \rightarrow 11/2$	1	2452,965	40754,64	40755,57 (55,74)	IV. O.
		-5	52,866	56,27		
$6^3P_1-14^3S_1$	$9/2 \rightarrow 9/2$	1	2451,592	40777,47	78,19 (78,17)	P.
	$11/2 \rightarrow 9/2$	1	51,409	80,50		
		-5	2451,147	40784,86	40785,3 (85,28)	IV. O.
$5^3D_3-7^3F_1$	$11/2 \rightarrow 11/2$	1	51,104	85,57		
$5^3D_3-7^3F_2$	$11/2 \rightarrow 11/2$	10	2447,90	40838,95	40839,21 (39,33)	P.
$6^3P_1-13^3D_1$		6	2442,63	40927,01	(26,93)	P.
$6^3P_1-13^3D_1$	$11/2 \rightarrow 9/2$	4	2442,46	40929,92	40929,59 korr. 9,74 (29,74)	P.
$6^3P_1-16^3S_1$		5	2432,790	41093,59	(98,63)	P.
$6^3P_1-15^3D_2$		7u	2427,205	41187,13	(87,18)	P.
$6^3P_1-15^3S_1$		4u	2425,964	41208,20	41208,9 (98,89)	P.
	$11/2 \rightarrow 11/2$	4	25,894	10,41		
$6^3P_1-14^3D_1$	Rd.	5	2419,195	41323,50	(23,3)	P.
		5	19,064	25,73		
$6^3P_1-14^3D_2$	Rd.	3	18,932	27,99	(26,3) (28,2)	
$6^3P_1-15^3S_1$	$9/2 \rightarrow 9/2$	2	2415,488	41387,42	41388,27 (88,19)	P.
	$11/2 \rightarrow 9/2$	3	15,316	89,85		
$5^3D_3-10^3P_2?$		1-5	2412,83	41432,5	(32,57)	P.
$6^3P_1-17^3S_1$		4	2410,346	41466,60	(66,47)	P.
$6^3P_1-14^3D_1$		5	2408,737	41502,55	(92,63)	P.
$6^3P_1-14^3D_2$		4	2408,565	41505,86	(95,6)	P.
$6^3P_1-16^3D_3$		5u	2406,472	41541,96	(41,98)	P.
$6^3P_1-16^3S_1$		-5	2398,38	41682,1	(81,98)	P. Im Grunde von 2399,18 In I nur einfach zu sehen
$6^3P_1-15^3D_1$		4	2393,179	41772,69	(72,69)	P.
$6^3P_1-15^3D_2$		3	2393,037	41775,17	korr. 75,52 (75,5)	P.
$6^3P_1-17^3D_3$		ber.	2389,99	41828,45		Im Grunde von 2389,54 In I gemessen (I). 2389,93
$(5^3P)^3D_2-6^3F_2$	$11/2 \rightarrow 11/2$	2	2384,557	41923,722	41924,27 (24,22)	IV. O.
		1	84,497	24,779		
$(5^3P)^3D_2-6^3F_2$	$11/2 \rightarrow 11/2$	4	2382,673	41956,860	41,957,63 (57,62)	IV. O.
		7	82,593	58,270		$6^3P_1-15^3D_2$ 41952,0 cm ⁻¹ 2382,95 Å im P-Spektrum daneben verlieren
$6^3P_1-17^3S_1$	$9/2 \rightarrow 9/2$	-5	2377,180	42053,81	42055,5 (55,5)	P.
	$11/2 \rightarrow 11/2$	1	77,060	55,93		
$6^3P_1-18^3D_3$		3	2376,66	42063,1	(63,08)	P.

Tabelle 2 (Fortsetzung)

	$f' \rightarrow f$	J	λ_L	ν	S	Bemerkung
$6^3S_1 - 8^3P_2$		3	2375,96	42075,4	(76,47)	P.
$6^3P_1 - 16^3D_1$		3 _u	2373,04	42127,2	(26,2)	
$6^3P_1 - 16^3D_2$		2-5 _u	2372,90	42129,6	(29,5)	P.
$6^3P_1 - 16^3D_2$					(30,3)	
$6^3P_3 - 17^3S_1$		-5	2367,01	42234,5	(34,12)	P.
$6^3P_3 - 19^3D_3$		1	2365,72	42257,5	(57,48)	P.
$5^1S_0 - 5^3P_0$		3	2364,72	42275,4	(75)	P. vgl. S. 46
$6^3P_3 - 16^3D_1$		-5 _u	2363,03	42305,5	(05,53)	P.
$6^3P_3 - 16^3D_3$		-8 _u	2362,87	42308,5	kor. 08,6 (06,83)	P.
$6^3P_1 - 17^3D_{3,1}$		3	2356,88	42416,0	(16,0)	P.
$6^3P_1 - 17^3D_{3,2}$		1	2356,11	42429,9	(29,9)	P.
$5^1P_1 - (5p)^3P_2$	$\frac{7}{2}$ $\frac{11}{2}$	2 3	2350,765 50,735	42526,32 26,86	(26,62) (26,38)	IV. O.
$6^3P_1 - 18^3D_{1,1}$		-3	2344,00	42649,1	(49,1)	P.
$6^3P_1 - 18^3D_{3,3}$		-5	2343,86	42651,5	(51,4)	P.
$5^3D_3 - 8^3F_4$		8 _u	2334,57	42821,3	(21,27)	P.
$5^3D_3 - 8^3F_3$	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$ Rd.	4 3	2328,00 27,90	42942,15 43,97	42943,06 (43,10)	P.
$5^3D_3 - 8^1F_3$	$\frac{13}{2}$ $\frac{13}{2}$	-8	2326,476	42970,27	42970,01 (69,99)	P.
$5^3D_1 - 8^3F_2$	$\frac{13}{2}$ $\frac{11}{2}$	3	2323,400	43027,06	43027,35 (27,35)	P.
$5^3D_1 - 8^3F_2$	$\frac{12}{2}$? $\frac{11}{2}$	1	2323,27	43029,5	43029,0 kor. 28,9 (29,07)	P.
$(5p)^3^1D_2 - 9^3P_1$	$\frac{9}{2}$ $\frac{11}{2}$	-5 1	2319,163 19,083	43105,76 07,75	43105,93 (06,14)	P.
$(5p)^3^1D_2 - 9^1P_1$	$\frac{11}{2}$ $\frac{7}{2}$	5 4	2313,268 13,156	43215,60 17,69	43216,55 (16,52)	P.
$5^1S_0 - 5^3P_1$	$\frac{7}{2}$ $\frac{9}{2}$ $\frac{9}{2}$ $\frac{9}{2}$ $\frac{11}{2}$ $\frac{9}{2}$	3 3 4	2306,118 06,062 05,994	43349,57 50,62 51,90	43350,85 (49)	IV. bis VII. O. unscharf u. meist selbst umgekehrt „Resonanzlinie“ S. 47
$6^1S_0 - 9^3P_1$	$\frac{11}{2}$ $\frac{9}{2}$	-5 -8	2287,474 87,321	43702,66 05,79	43704,37 (04,39)	P.
$6^1S_0 - 9^1P_1$		4	2281,642	43814,56	(14,77)	P.
$5^3D_3 - 9^3F_4$		3	2255,788	44316,67	(16,58)	P.
$5^3D_3 - 9^3F_3$ -9^3F_2		-5	2249,62	44438,25	(37,80) (39,70)	P.
$5^3D_3 - 9^1F_3$		-3	2248,32	44463,86	(63,86)	P.
$(5p)^3^1D_2 - 7^3P_2$		-8	2206,72	45302,0	(01,76)	P.
$(5p)^3^1D_2 - 7^1P_2$		5	2205,28	45331,6	(31,25)	P.
$5^3D_3 - 10^1F_3$		1-5	2195,67	45530,0	(29,94)	P.
$(5p)^3^1D_2 - 10^3P_1$		-5	2169,55	46078,1	(78,09)	P.
$(5p)^3^1D_2 - 10^1P_1$		1	2166,88	46134,9	(34,6)	P.
$6^1S_0 - 10^1P_1$		-5	2139,15	46732,8	(32,87)	P.
$(5p)^3^1D_2 - 8^1F_2$		1	2103,89	47515,9	(16,01)	P.
$5^3P_1 - 6^3S_1$		ber.	2078,69	48092,0		auf P. stark, nicht gem.

Tabelle 3
Die Vakuumkorrektur der Wellenlängen

$\lambda_v \text{ \AA}$	$\Delta \lambda_v \text{ \AA}$	$\Delta \nu (K) \text{ cm}^{-1}$	$\lambda_v \text{ \AA}$	$\Delta \lambda_v \text{ \AA}$	$\Delta \nu (K) \text{ cm}^{-1}$
10000	2,744	— ,005	5900	1,636	— ,013
9900	2,717		5800	1,610	
9800	2,690		5700	1,583	
9700	2,663		5600	1,556	
9600	2,636		5500	1,529	
9500	2,608		5400	1,502	
9400	2,581		5300	1,475	
9300	2,554		5200	1,448	
9200	2,527		5100	1,421	
9100	2,500		5000	1,394	— ,014
9000	2,473	— ,006	4900	1,368	
8900	2,446		4800	1,341	
8800	2,419		4700	1,315	
8700	2,391		4600	1,288	
8600	2,364		4500	1,262	
8500	2,337		4400	1,235	
8400	2,310		4300	1,208	
8300	2,282		4200	1,182	
8200	2,255		4100	1,155	
8100	2,228		4000	1,129	— ,014
8000	2,201	— ,006	3900	1,103	
7900	2,174		3800	1,077	
7800	2,147		3700	1,051	
7700	2,120		3600	1,025	
7600	2,093		3500	1,000	
7500	2,067		3400	,974	
7400	2,040		3300	,948	
7300	2,013		3200	,923	
7200	1,986		3100	,898	
7100	1,959		3000	,873	— ,013
7000	1,932	— ,011	2900	,849	— ,018
6900	1,905		2800	,825	— ,024
6800	1,878		2700	,802	— ,029
6700	1,851		2600	,778	— ,030
6600	1,824		2500	,755	— ,026
6500	1,797		2400	,731	+ ,002
6400	1,770		2300	,706	+ ,030
6300	1,743		2200	,687	+ ,040
6200	1,716		2100	,666	+ ,086
6100	1,690		2000	,648	+ ,081
6000	1,663	— ,013	1900	,633	
5900	1,636		1850	,624	

Berlin NW.,
Flotowstr. 4.

Rochester (New York),
The University.

(Eingegangen 7. September 1937)

**Über das dielektrische Verhalten des festen HBr
in dem Umwandlungsintervall um 89° abs.**

Von Gerhard Damköhler

(Mit 10 Abbildungen)

Es wurde das dielektrische Verhalten des festen HBr zwischen den Temperaturen 81 und 95° abs. untersucht. Dazu wurden Erwärmungs- und Abkühlungskurven aufgenommen, die sich einerseits über das gesamte genannte Temperaturgebiet erstrecken, andererseits nur über Teile desselben. Es ergaben sich für die Dielektrizitätskonstante Hysteresisschleifen (große und kleine), deren genaue Gestalt aus der Arbeit selbst zu ersehen ist. Es wurde ferner auf den einzelnen Ästen der Hysteresisschleifen die Temperatur längere Zeit (bis zu 11 Std.) auf 0,001° konstant gehalten und dabei beobachtet, daß gewisse Äste der Hysteresisschleifen sich tatsächlich zeitlich verändern und einem Grenzzustande zustreben, doch immer so, daß die Hysteresisschleifen dabei nicht verschwinden. Aus den Messungen geht hervor, daß die Hysteresis zum mindesten durch zwei Hemmungsarten bedingt ist, wovon die eine kinetischer Natur ist und in etwa 10 Std. ganz oder fast ganz verschwindet, während die andere Hemmung, wenn sie ebenfalls kinetisch wäre, erst nach wesentlich längeren Zeiten zurückgehen würde, die allerdings nicht abgewartet wurden. Vielleicht aber geht diese Hemmung überhaupt nicht zurück, so daß sie als thermodynamisch bedingt anzusehen wäre. Es wird vermutet, daß es sich bei der untersuchten HBr-Umwandlung zwar um eine Rotationsumwandlung handelt, daß aber doch noch ein anderer Effekt für das Auftreten der Hysteresis verantwortlich ist: vielleicht ist es der Umstand, daß man im Gegensatz zu Flüssigkeiten und Gasen beim Kristallgitter grundsätzlich zwischen zwei Rotationsmöglichkeiten der Moleküle unterscheiden muß, zwischen der geordneten Rotation und der ungeordneten.

I. Einleitung

In den letzten Jahren haben eine Anzahl von Umwandlungsvorgängen im festen Zustande besonderes Interesse gewonnen, die dadurch gekennzeichnet sind, daß

1. keine Änderung der Kristallstruktur auftritt,
2. sich die Umwandlung in einem Temperaturbereich von endlicher Breite vollzieht,
3. die Umwandlung mit einer thermischen Hysteresis behaftet ist, d. h. auf der Erwärmungs- und Abkühlungskurve werden nicht dieselben Werte der abhängigen äußeren Zustandsvariablen durchlaufen. Als solche wurden bisher das Volumen und der Wärmehalt

untersucht¹⁾. Es war nun wünschenswert, bei diesen Stoffen auch noch das Verhalten anderer Eigenschaften in den fraglichen Umwandlungsgebieten festzustellen. Besonders naheliegend war die Untersuchung der Dielektrizitätskonstante (DK.), wenigstens bei Dipolmolekülen. Als zweckmäßigstes Beispiel ergab sich fürs erste der HBr, zumal über die thermische Hysteresis des Wärmeinhaltes bei diesem Stoffe schon durch die genannte Arbeit von A. Eucken und W. Güttner manches bekannt geworden war. Zwar ist auch schon die DK. des festen HBr in dem fraglichen Temperaturgebiet gemessen worden von C. P. Smyth und C. S. Hitchcock²⁾, aber aus ihren Versuchsdaten geht nur hervor, daß einerseits die DK. bei etwa 89,9° abs. ein steiles Maximum besitzt, und daß andererseits die DK. von der verwendeten Meßfrequenz abhängt, d. h. es besteht Dispersion. Eine thermische Hysteresis der DK. läßt sich jedoch aus den von diesen Autoren veröffentlichten Ergebnissen nicht entnehmen, und es war daher klar, daß an diesem Punkte die neue experimentelle Arbeit einzusetzen hatte.

II. Die Apparatur

Von der gesamten Apparatur bedarf einer besonderen Erwähnung nur die zur Messung der DK. benutzte elektrische Einrichtung sowie das Meßgefäß selbst.

Die Messung der DK. wurde mit einer *Kapazitätsbrücke* ausgeführt, die in Abb. 1 schematisch wiedergegeben ist. Die von dem Sender $S^a)$ gelieferte Meßfrequenz war die Schwebungsfrequenz von zwei getrennten auf verschiedenen Frequenzen arbeitenden Sendern, von welchen jeder mit den bekannten Rundfunkfrequenzen geeicht worden war. Die Kapazitätsbrücke selbst bildete zusammen mit der parallelgeschalteten variablen Kapazität C_0 und der Selbstinduktion L_2 einen Schwingungskreis, der jeweils auf Resonanz eingestellt wurde. Die dabei an der Brücke liegende Spannung konnte mit dem Quadrantenelektrometer gemessen werden, das seinerseits mit bekannten Gleichspannungen (gemessen am Voltmeter) geeicht worden war.

1) Vgl. die zusammenfassende Arbeit von A. Eucken, *Ztschr. f. techn. Phys.* 12. S. 530. 1934, sowie die neueren Arbeiten von A. Eucken u. E. Bartholomé, *Nachr. f. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-Phys. Kl., Fachgr. II.* 2. Nr. 3. S. 51. 1936; A. Eucken u. W. Güttner, *Nachr. d. Ges. d. Wiss. zu Göttingen, Math.-Phys. Kl. Fachgr. II.* 2. Nr. 14. S. 167. 1936; A. Eucken u. H. Veith, *Ztschr. f. Phys. Chem.* 34. S. 275. 1937.

2) C. P. Smyth u. C. S. Hitchcock, *Journ. Amer. Chem. Soc.* 55. S. 1830. 1933.

3) Es war bis auf einige kleine Umbauten derselbe, der in der genannten Arbeit von A. Eucken u. W. Güttner benutzt wurde.

V
3
11
9
3
8

XUM

Damit war natürlich auch die unmittelbar am Meßgefäß liegende Wechselspannung bekannt. Zu C_1 und C_2 waren zwei Nernstsche Flüssigkeitswiderstände W_1 und W_2 ¹⁾, die mit einer Mannit-Borsäurelösung (121 g Mannit + 41 g Borsäure + 0,04 g KCl + 1 Liter H_2O) gefüllt waren, parallel geschaltet. Die Flüssigkeitswiderstände waren selbstinduktionsfrei und im Bereich der Meßgenauigkeit auch kapazitätsfrei. Der letztere Punkt war im Laufe der Versuche einmal

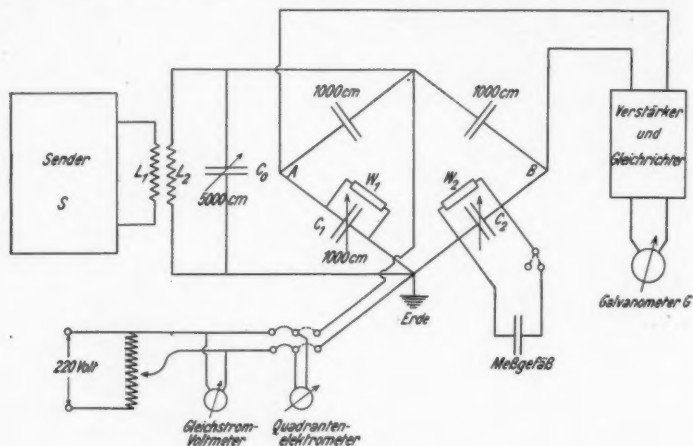


Abb. 1. Kapazitätsbrücke

besonders nachgeprüft worden: die Flüssigkeitswiderstände wurden dazu mit Aceton, das wegen seines geringen Wassergehaltes eine ganz geringe Leitfähigkeit aufweist und die $DK. \approx 22$ besitzt, gefüllt, dann wurde die Brücke abgeglichen und nun die Elektroden in den Flüssigkeitswiderständen verschoben. Dabei vergrößerte sich zwar der Ausschlag am Galvanometer G , aber er blieb doch immer der minimale in bezug auf eine Kapazitätsänderung an den Kondensatoren C_1 oder C_2 . Das beweist aber, daß die durch die Elektrodenverschiebung in den Flüssigkeitswiderständen verursachten Kapazitätsänderungen außerhalb der Meßgenauigkeit der Brückenordnung lagen.

Das Meßgefäß (vgl. Abb. 2) war als doppelter Zylinderkondensator ausgebildet und bestand äußerlich aus zwei Silberzylindern Ag_1 und Ag_2 , die über zwei Silberblechringe Ag_3 und Ag_4 miteinander

1) Vgl. F. Kohlrausch, Prakt. Phys. 17. Aufl. S. 574. 1935; Teubner, Leipzig-Berlin.

hart verlötet waren. Dieses Silbergefäß bildete die eine, geerdete Belegung des Kondensators. Die andere bestand aus einem Platinzylinder Pt , welcher durch Glasperlen in stabiler Weise gegen die äußere Wand abgestützt war. Zur besseren Befestigung der Glasperlen war an den betreffenden Stellen der Platinzylinder durchbohrt

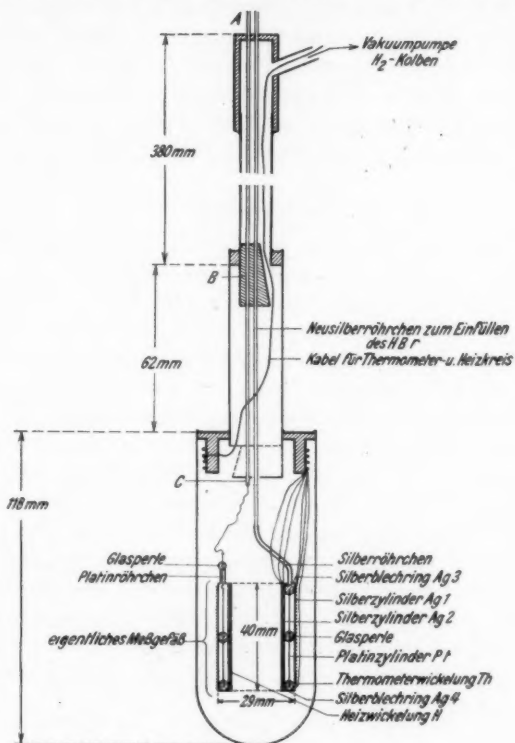


Abb. 2. Meßgefäß

worden, so daß die auf den beiden Seiten des Platinbleches befindlichen Glasteile stets miteinander verschmolzen waren. Die Art der vakuumdichten elektrischen Zuführung zum Platinzylinder selbst ist aus der Abbildung zu ersehen. Die Heizwicklung H für das Meßgefäß war aus einem Konstantandraht (0,1 mm Durchmesser, insgesamt $691,9 \, \Omega$ bei 0°C), der auf einem dünnen Messingblechzylinder aufgewickelt war und mittels Kutschenlack thermischen Kontakt mit dem Meßgefäß selbst besaß. Auf dem äußeren Silber-

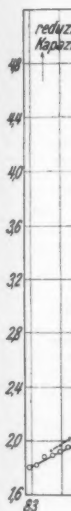
zylinder des Meßgefäßes war die Thermometerwicklung Th angebracht (Platindraht von 0,04 mm Durchmesser und insgesamt 609,8 Ω bei 0° C), die an ein O_2 -Tensionsthermometer angeschlossen wurde. Das eigentliche Meßgefäß war in der üblichen Weise in einem Vakuummantel untergebracht. Der nach außen führende Zuleitungsdraht für die innere Kondensatorbelegung (Platinzylinder) befand sich zwischen den Punkten A und C in einer dünnen Glaskapillare, die ihrerseits wiederum in einem Neusilberröhrchen von etwa 1 mm lichter Weite steckte. Auf der Strecke BC befand sich des besseren thermischen Kontaktes wegen zwischen Kupferdraht und Glaskapillare, sowie zwischen dieser und dem Neusilberröhrchen eine Kutschenschicht¹⁾.

III. Die Versuchssubstanz

Der zu den Versuchen benutzte HBr war durch katalytische Vereinigung von Br_2 und etwas überschüssigem H_2 an Platinasbest bei etwa 350° C erhalten worden. Das Brom wurde als Brom „Kahlbaum“ zur Analyse bezogen und durch 8stündiges Kochen am Rückfluß über einer mit festem KBr gesättigten KBr-Lösung von eventuell noch vorhandenen Cl_2 -Spuren befreit. Der H_2 wurde einer Stahlflasche entnommen und ohne besondere Vorreinigung verwendet. Das aus dem Kontaktrohr abziehende HBr- H_2 -Gemisch wurde über roten Phosphor, der mit konzentrierter HBr-Lösung befeuchtet war, geleitet, um die letzten Br_2 -Spuren zu entfernen, und dann der HBr in einer mit flüssiger Luft gekühlten Falle herauskondensiert. Durch mehrmaliges Fraktionieren zwischen zwei Kühlfallen, von denen die eine mit einer Methylalkohol-Kohlensäuremischung gekühlt war, die andere mit flüssiger Luft, konnten die letzten Spuren der leichter kondensierbaren Dämpfe, insbesondere H_2O , entfernt werden. Der HBr zeigte schließlich einen konstanten Tripelpunktsdruck von $241,7 \pm 1,0$ mm Hg²⁾.

1) Bei den ersten Meßreihen fehlte die Glaskapillare auf der Strecke AC und der mit Seide umspinnene Kupferdraht war direkt mit Kutschenschicht in das Neusilberröhrchen eingebettet. Bei dieser Anordnung betrug das Verhältnis der Kapazität des leeren Meßkondensators zur Kapazität der Zuleitung nur etwa $\frac{C_M}{C_L} \approx 0,16$, während bei den späteren Hauptversuchen (vgl. die Abb. 4–10) dieses Kapazitätsverhältnis offenbar wegen der Glaskapillare $\frac{C_M}{C_L} \approx 0,45$ war.

2) Bei der Darstellung des HBr war natürlich so sorgfältig wie möglich gearbeitet worden. Wenn trotzdem von einer besonderen Reinheitsprüfung abgesehen wurde [z. B. Bestimmung der Schärfe des Schmelzpunktes an Hand



wur
zwei
Me
Min
des
Arb
geri
kur
Zäh
verr

IV. Meßergebnisse

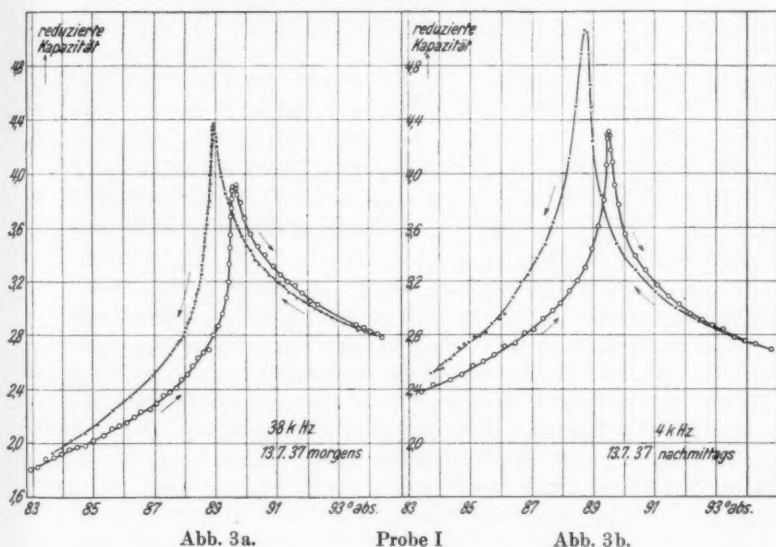
Die Meßergebnisse sind in den Abb. 3—10 zusammengestellt. In ihnen ist jeweils als Ordinate die Kapazität des Meßkondensators in reduzierten Einheiten aufgetragen, d. h. das Verhältnis

$$\frac{\text{Kapazität des mit HBr gefüllten Meßgefäßes} + \text{Zuleitungskapazität}}{\text{Kapazität des leeren Meßgefäßes} + \text{Zuleitungskapazität}}^1),$$

während die Abszisse die Temperatur bzw. die Zeitpunkte der Ablesung angibt.

1. Vorversuche

Bei den ersten Messungen sollte der Charakter der DK.-Kurven in dem Umwandlungsgebiet um 89° abs. herum festgelegt werden. Es



wurden dazu mit ein und derselben HBr-Füllung (Probe I = 0,247 Mol) zwei Meßreihen ausgeführt bei den Frequenzen 38 und 4 kHz. Das Meßgefäß wurde langsam und kontinuierlich hoch geheizt und alle Minuten abwechselnd die Einstellung auf der Kapazitätsbrücke ab-

des Wärmeinhalt-Temperaturverlaufes], so geschah das deshalb, weil in der Arbeit von A. Eucken u. E. Bartholomé (a. a. O.) gezeigt worden war, daß geringe Verunreinigungen auf die Lage bzw. den Charakter der Hysteresis-kurven nur einen ganz geringen bzw. überhaupt keinen Einfluß ausübten.

1) Dieses Verhältnis ist natürlich nicht identisch mit der DK., weil in Zähler und Nenner die Zuleitungskapazitäten mit enthalten sind, die keineswegs vernachlässigbar waren: vgl. S. 80, Fußnote 1).

gelesen bzw. der Widerstand der Thermometerwicklung ermittelt. War die Temperatur von etwa 95° abs. erreicht, so wurde in den Vakuummantel eine geringe H_2 -Menge eingelassen und nun der DK.-Verlauf wiederum bei langsamer kontinuierlicher Abkühlung verfolgt. Die bei diesen ersten Messungen erhaltenen Resultate sind in Abb. 3 zusammengestellt. Zwischen zwei aufeinanderfolgenden Meßpunkten ist jeweils die Zeit von 2 Min. verstrichen. Man sieht, daß ein *deutlicher Hysteresiseffekt auftritt, und zwar sowohl bei der hohen Frequenz von 38 kHz als auch bei der tieferen von 4 kHz*. Die Absolutwerte der DK. sind bei der tiefen Frequenz offensichtlich größer als bei der hohen Frequenz, was dem schon von C. P. Smyth und C. S. Hitchcock (a. a. O.) gefundenen Dispersioneffekt entspricht. Es sieht ferner so aus, als ob der Hysteresisbereich bei der kleineren Meßfrequenz breiter ist als bei der größeren. Doch ist dies vielleicht nur scheinbar der Fall; denn die Messungen weiter unten werden noch zeigen, daß die Hysteresiskurven nur zum Teil zeitlich stabil sind und es ist gerade auf Grund dieses späteren Befundes durchaus denkbar, daß die 4 kHz-Kurve nur deshalb eine breitere Hysteresisschleife besitzt, weil bei ihr schneller gemessen wurde als bei der 38 kHz-Kurve: vgl. die Abstände der einzelnen Meßpunkte in Abb. 3a und 3b.

Nachdem durch diese Versuche der qualitative Verlauf der DK. festgelegt war, mußte untersucht werden, ob man nicht den Verlauf der Hysteresiskurven durch irgendwelche Maßnahmen beeinflussen kann, z. B. durch *Anwendung hoher Spannungen* an der Brücke. Diese Möglichkeit war durchaus in Betracht zu ziehen, zumal ja schon früher der Verlauf der DK. in dem Umwandlungsbereich mit der Annahme einer Rotationsumwandlung gedeutet worden war, d. h. die HBr-Moleküle des festen Kristallgitters sollten in dem fraglichen Temperaturbereich erst allmählich und schließlich lawinenartig zu rotieren anfangen. Es wurden daher Versuche ausgeführt, bei welchen durch stärkere Kopplung zwischen Sender und Brücke (an der Stelle $L_1:L_2$ der Abb. 1) an diese nicht mehr die bisher üblichen 10 Volt, sondern etwa 100 Volt angelegt wurden. Das bedeutet dann etwa 50 Volt am Meßgefäß. Da in ihm der Abstand der Kondensatorbelegungen etwa 0,15 cm betrug, so herrschte eine Feldstärke von etwa $\frac{50}{0,15} = 333$ Volt/cm. Die so durchgeführten Messungen waren allerdings nicht sehr genau. Einerseits trat nämlich im Meßgefäß bei diesen hohen Feldstärken eine ganz beträchtliche Zusatzheizung auf, offenbar herrührend von der Ohmschen Leitfähigkeit des festen HBr, die ja im Dispersionsgebiet automatisch vor-

handen ist. Andererseits mußte zur eigentlichen DK.-Messung immer wieder die Kopplung $L_1:L_2$ gelockert werden, da sonst, auch bei nur ganz wenig verstimmter Brücke, die an den Punkten *A* und *B* der Abb. 1 auftretenden Spannungsdifferenzen immer noch so groß waren, daß das Galvanometer *G* über seinen Meßbereich hin ausschlug und damit auf ein Brückenminimum nicht eingestellt werden konnte. Trotz dieser relativ großen Ungenauigkeit der Messungen konnte jedoch mit Sicherheit festgestellt werden, daß durch Feldstärken von 333 Volt/cm die Hysteresisschleifen nicht zum Verschwinden gebracht werden können. Die Meßpunkte sind im einzelnen hier nicht wiedergegeben, sie fügen sich aber durchaus in die in Abb. 3 wiedergegebenen Kurvenbilder ein.

Eine zweite Möglichkeit, dem Wesen der Hysteresisschleifen näher zu kommen, bestand darin, auf den einzelnen Kurvenästen einmal bei festgehaltener Temperatur längere Zeit zu warten, und zusehen, ob sich vielleicht dabei die DK. ändere. Nach den Versuchen von A. Eucken und W. Güttner schien allerdings die Aussicht auf einen positiven Zeiteffekt zunächst gering, denn die von ihnen aufgenommenen Wärmeinhalts-Temperaturkurven zeigten dieselbe unveränderte Hysteresisschleife, gleichgültig, ob man an einer bestimmten Stelle einmal die Temperatur längere Zeit (bis zu 6 Std.) konstant hielt oder nicht. Um so erstaunlicher war es nun, daß schon bei den ersten Versuchen, bei welchen die Temperatur an der betreffenden Meßstelle bestimmt auf $\pm 0,001^\circ$ konstant gehalten worden war, innerhalb von ein paar Stunden deutliche Veränderungen der DK. beobachtet werden konnten¹⁾. Dieser Befund machte mich stutzig, und ich habe daher erst einmal die ganze Apparatur nach den verschiedensten Richtungen hin durchgeprüft; denn der langsame Gang der DK. bei konstant gehaltener Temperatur des Meßgefäßes konnte ja vielleicht auch durch andere Umstände bedingt sein. So wurde z. B. jetzt in der schon oben mitgeteilten Weise festgestellt (vgl. S. 78), daß die Kapazitätsänderungen der Flüssigkeitswiderstände innerhalb der Meßgenauigkeit der Anordnung unwesentlich waren. Auch der Tatsache, daß der flüssige Luftspiegel außerhalb des Vakuummantels während der bisherigen Messungen immer abgesunken war, wurde Beachtung geschenkt. Es hätte ja dadurch vielleicht die DK. des Kutschenlackes in der Nähe des Punktes *B* in Abb. 2 verändert werden können. Damit hätte sich dann auch die Kapazität der Zuleitung zum Meßgefäß verändert und eine Änderung der DK. des

1) 1 mm Ausschlag am Spiegelgalvanometer entsprach 0,002 Ohm Änderung des Widerstandsthermometers, das in dem Untersuchungsgebiet etwa 150 Ohm besaß.

HBr wäre vorgetauscht worden. Es wurden also besondere Versuche mit leerem Meßgefäß durchgeführt, wobei der Vakuummantel verschieden tief in flüssige Luft eintauchte. Hierbei konnte nun festgestellt werden, daß öfters Schwankungen im Kapazitätswert des Meßgefäßzweiges auftraten, jedoch in unregelmäßiger Weise. Die Veränderung der Temperatur des Kutschenlackes schien damit nur von untergeordneter Bedeutung auf die Kapazitätsmessung. Aber es war doch etwas nicht in Ordnung, und schließlich wurde gefunden, daß sich die Platinzuführung zu dem Platinzylinder im eigentlichen Meßgefäß, dort, wo sie an diesen angeschweißt war, gelockert hatte (vgl. Abb. 2). Damit war natürlich die vorläufige Beweiskraft der bisherigen DK.-Zeitkurven hinfällig geworden. Die Apparatur mußte vor Beginn der weiteren Messungen erst wieder hergestellt werden, was dann auch geschah¹⁾. Trotzdem soll schon hier hervorgehoben werden, daß sich die gesamten in den Vorversuchen gefundenen Zeiteffekte später bestätigten.

2. Hauptversuche²⁾: Die kleinen Hysteresisschleifen

Nachdem die Apparatur wieder in Ordnung gebracht worden war, wurde ich von Herrn Prof. A. Eucken auf einen interessanten Punkt aufmerksam gemacht, daß nämlich bei den Wärmeinhaltskurven von W. Güttner³⁾ neben der großen Hysteresisschleife auch kleine Schleifen gemessen worden waren, die auf dem Erwärmungsaste offenbar erst oberhalb einer ganz bestimmten Temperatur auftraten. Dieser Befund konnte nun eine Vorstellung, die Prof. Eucken schon früher geäußert hatte⁴⁾, stützen, nämlich, daß es sich bei der Umwandlung des HBr lediglich um eine verkappte, d. h. kinetisch gehemmte Umwandlung erster Art handele. Ist diese Anschauung richtig, so dürften in der Tat die kleinen Hysteresisschleifen auf dem Erwärmungsast erst oberhalb einer ganz bestimmten Temperatur auftreten, nämlich oberhalb dieser verkappten Umwandlungstemperatur, während umgekehrt die kleinen Hysteresisschleifen auf dem Abkühlungsast erst unterhalb dieser Temperatur beobachtbar sein sollten. Auf jeden Fall dürften kleine Hysteresisschleifen auf dem Erwärmungsaste nicht bei derselben Temperatur begonnen werden, bei welchen dies auf dem Abkühlungsaste der Fall ist, und umgekehrt. Die Klärung dieser Frage an Hand der Kapazitätskurven,

1) Jetzt wurde auch bei der elektrischen Zuführung zum Pt-Zylinder die Glaskapillare auf der Strecke A C zwischen Kupferdraht und Neusilberrohrchen angebracht: vgl. S. 80.

2) Die Meßfrequenz betrug durchweg 12 kHz.

3) A. Eucken u. W. Güttner, a. a. O.

4) A. Eucken, Ztschr. f. techn. Phys. 12. S. 530. 1934.

die ja wesentlich leichter zugänglich sind als die Wärmehaltkurven, schien so interessant und verlockend, daß zunächst einmal der schon oben genannte Programmpunkt, erneute Aufnahme der Kapazitätszeitkurven, zurückgestellt wurde, und mit der Messung der kleinen Hysteresisschleifen begonnen wurde.

Es wurden zunächst an ein und derselben HBr-Probe III (0,251 Mol) der Reihenfolge nach die in den Abb. 4 und 5 wiedergegebenen Resultate erhalten. Nachdem der HBr bei etwa 193° abs.

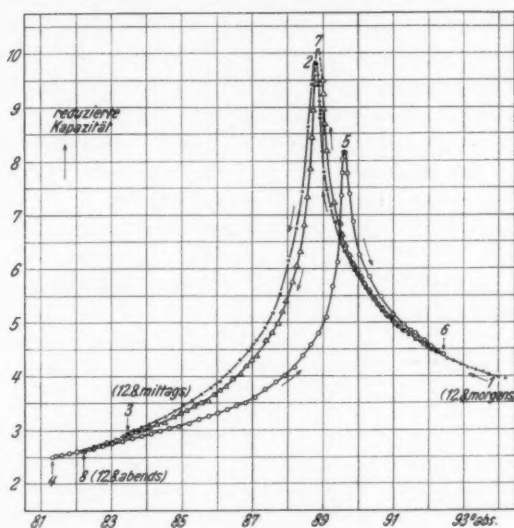


Abb. 4. Probe III (0,251 Mol)

in das Meßgefäß als Flüssigkeit einkondensiert worden war, wurde langsam abgekühlt und von etwa 95° abs. an die Kapazität des Meßgefäßes bestimmt. Es ergab sich der Kurvenzug 1—2—3 in Abb. 4. Jetzt wurde Mittag gegessen und danach durch stärkere Koppelung des Meßgefäßes an das äußere flüssige Luftbad bis zum Punkt 4 abgekühlt. Nun wurde wiederum langsam hochgeheizt (Kurvenzug 4—5—6) und schließlich wiederum abgekühlt (Kurvenzug 6—7—8). Auch hier sowie in allen folgenden Messungen entspricht dem Abstände zweier Meßpunkte jeweils die Zeit von 2 Min., sofern nichts besonderes vermerkt ist. Mit dieser Meßreihe war erst einmal für die HBr-Probe III der einfache Verlauf der großen Hysteresiskurve festgelegt. Wichtig erscheint der

Befund a, daß das DK.-Maximum auf der allerersten Abkühlungskurve gleich nach dem Einkondensieren (jungfräuliche Kurve) um etwa $0,1^\circ$ tiefer liegt und auch etwas niedriger ist, als das DK.-Maximum auf denjenigen Abkühlungskurven, die an derselben HBr-Probe später aufgenommen wurden, nachdem zwischendurch immer bis etwa 94° abs. aufgeheizt worden war.

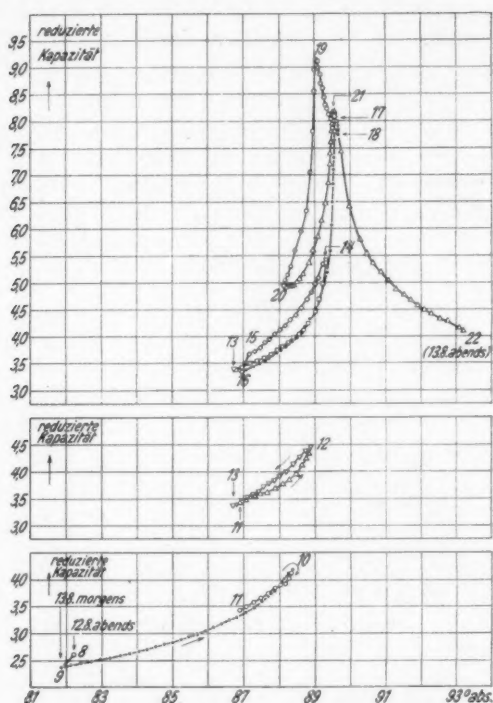


Abb. 5. Probe III (0,251 Mol)

Nachdem Probe III über Nacht bei der tiefen Temperatur von etwa 82° abs. gelassen worden war, wurde am nächsten Tage die Aufnahme der kleinen Hysteresiskurven durchgeführt. Die Messungen sind in Abb. 5 zusammengestellt, in welcher wiederum die zeitliche Aufeinanderfolge der ausgezeichneten Punkte durch Zahlen gekennzeichnet ist. Es wurde folgendes beobachtet:

Befund b: über Nacht war die DK. von Punkt 8 auf Punkt 9 abgefallen, was einem stärkeren Abfall entspricht, als man auf Grund der letzten Neigung des Astes 7—8 in Abb. 4 hätte erwarten sollen.

Befund c: heizt man von tiefer Temperatur herkommend bis $88,38^\circ$ abs. auf (Punkt 10) und kühlt dann ab, so wird eine kleine Hysteresisschleife durchlaufen, aber im *umgekehrten* Sinne wie die späteren Hysteresisschleifen auf dem Erwärmungsaste.

Befund d: schon bei $88,9^\circ$ abs. (Punkt 12) tritt eine kleine Hysteresiskurve mit normalem Umlaufsinn auf.

Befund e: je höher man aufheizt, und je weiter man dann wiederum abkühlt, um so bauchiger werden die kleinen Hysteresiskurven: man vgl. den Kurvenzug 11—12—13 mit dem Kurvenzug 13—14—15.

Befund f: bei etwa $87,1^\circ$ abs. wurde eine zeitlang (etwa 70 Min.) auf dem Abkühlungsast der kleinen Hysteresiskurve sehr langsam die Temperatur gesenkt (Mittagessen, während des Durchlaufens der Strecke 15—16). Dabei sank der Kapazitätswert unter die Kapazitätswerte des vorangehenden Erwärmungsastes.

Befund g: heizt man über $89,62^\circ$ abs. (Punkt 17) nur wenig hinaus (bis Punkt 18), und kühlt dann wieder ab, so werden plötzlich *wesentlich größere* DK.-Werte angenommen (z. B. Punkt 19) als auf dem vorangehenden Erwärmungsast 16—17. Dann folgt wiederum ein Abfall der DK., doch deckt sich die Kurve 19—20 in Abb. 5 nicht mit den Kurvenästen 2—3 oder 7—8 in Abb. 4. Gleiche DK.-Werte werden vielmehr auf dem Aste 19—20 in Abb. 5 immer schon bei höheren Temperaturen erreicht als in Abb. 4.

Befund h: heizt man von Punkt 20 an wieder auf, so wird bei Punkt 21, der einer Temperatur von $89,55^\circ$ abs. entspricht, wiederum ein Maximum der DK. erreicht, das aber bei deutlich tieferer Temperatur liegt als das Maximum 17 ($89,62^\circ$ abs.) der vorangehenden Erwärmungskurve.

Aus diesen Messungen ergibt sich mit Sicherheit, daß die gemessenen Kapazitätswerte zeitlich veränderlich sind, wenigstens auf dem Erwärmungsast. Dafür sprechen die Befunde *b*, *c* und *f*. Der Befund *c* ist nämlich wohl so zu deuten, daß nur eine sehr kleine Hysteresisschleife mit normalem Umlaufsinn existiert, die durch das generelle zeitliche Absinken der DK. überkompensiert wird. Ferner scheint auf dem Erwärmungsast noch bei $88,38^\circ$ abs. die Tendenz zur Bildung kleiner Hysteresisschleifen vorhanden zu sein, und es war zu erwarten, daß dies erst bei noch tieferen Temperaturen nicht mehr der Fall wäre. Die Bestätigung dieser Vermutung sollte die nächste Meßreihe bringen.

Mit der HBr-Probe IV (0,1277 Mol) wurden nun alle weiteren Messungen durchgeführt, deren Ergebnisse in den Abb. 6—10 zusammengestellt sind. Unmittelbar nach dem Einkondensieren des

HBr wurde wiederum auf der jungfräulichen Abkühlungskurve die Kapazität beobachtet: Kurvenzug 1—2—3 in Abb. 6. Dann wurde die HBr-Probe über Nacht bei der tiefen Temperatur belassen und am nächsten Morgen mit der Hauptmessung begonnen. Die Resultate waren folgende:

Befund i: über Nacht war wie bei Befund *b* die DK. stärker abgesunken (Strecke 3—4), als man nach der letzten Steigung des Astes 2—3 hätte erwarten sollen.

Befund j: heizt man bis $88,16^{\circ}$ abs. (Punkt 5) auf und kühlt dann wiederum ab, so erhält man einen rückläufigen Kurvenast 5—6, der unterhalb des aufsteigenden Astes 4—5 verläuft.

Befund k: bei $89,1^{\circ}$ abs. (Punkt 7) wird eine kleine Hysteresisschleife mit normalem Umlaufsinn (\curvearrowright) begonnen.

Befund l: zwischen den Punkten 8 und 9 wurde 170 Min. lang die Temperatur des Meßgefäßes auf $\pm 0,001^{\circ}$ konstant gehalten, wobei jedoch die Kapazität absank, und zwar wiederum wie bei Befund *f* unterhalb des vorangehenden Erwärmungsastes 6—7.

Befund m: wird bis kurz vor das normale DK.-Maximum bei $89,62^{\circ}$ abs. erwärmt, d. h. bis Punkt 10, und dann wiederum abgekühlt und schließlich wieder erwärmt, so erhält man zwar auch eine Hysteresisschleife mit normalem Umlaufsinn (\curvearrowright), aber diese unterscheidet sich in zwei Punkten grundsätzlich von derjenigen Hysteresisschleife, die erhalten wird, wenn man vorher etwas über das DK.-Maximum bei $89,62^{\circ}$ abs. hinausgeheizt hat. In Abb. 6 wurden nämlich auf dem rückläufigen Ast 10—11 keine höheren Kapazitätswerte gefunden als auf dem vorangehenden Erwärmungsast 9—10, im Gegensatz zu dem Ast 18—19 einerseits und dem Ast 16—17—18 andererseits in Abb. 5. Der zweite Unterschied besteht darin, daß der letzte Teil des Wiedererwärmungsastes 11—12 in Abb. 6 mit dem letzten Teil des vorangehenden Erwärmungsastes 9—10 zusammenfällt, während in Abb. 5 die Äste 20—21 und 16—17 keine gemeinsamen Punkte besitzen.

Befund n: kühlt man von Punkt 13 aus wiederum ab (Abb. 6), so wird ein Kurvenzug 13—14 durchlaufen, der deutlich höher liegt als die jungfräuliche Kurve 1—2. Dieser Befund deckt sich mit dem früheren Befund *a*.

Befund o: kühlt man bis zu Punkt 14 ab, der noch etwas oberhalb $88,9^{\circ}$ abs. liegt, bei welcher Temperatur ungefähr das DK.-Maximum auf den Abkühlungskurven gefunden wurde, und erwärmt man dann wiederum, so wird der Ast 14—15 durchlaufen, der zwischen den Ästen 13—14 und 12—13 gelegen ist. Der Umlaufsinn der so entstehenden Hysteresisschleife ist umgekehrt wie bisher: \curvearrowleft .

Dieses sind die Ergebnisse, die bei der Untersuchung der kleinen Hysteresisschleifen gefunden wurden. Es verdienen vielleicht folgende Punkte besondere Beachtung:

1. Die jungfräuliche Abkühlungskurve besitzt kleinere Kapazitätswerte und ein um etwa $0,1^\circ$ tieferliegendes DK.-Maximum als diejenigen Abkühlungskurven, die nach einem erneuten Aufheizen

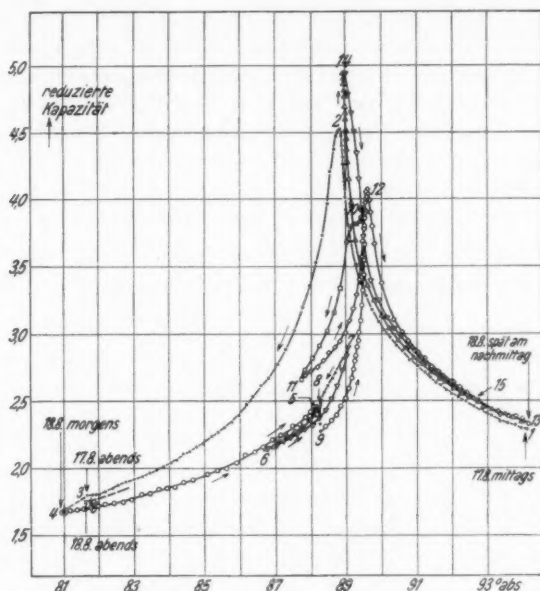


Abb. 6. Probe IV (0,1277 Mol)

auf etwa 94° abs. gewonnen wurden: das gesamte Umwandlungsgebiet erstreckt sich offenbar noch nach höheren Temperaturen als 94° abs. hin.

2. Auf dem Erwärmungsaste entwickeln sich kleine Hysteresisschleifen (mit vernünftigem Umlaufsinn) oberhalb von etwa $88,3^\circ$ abs.: vgl. der Reihenfolge nach die Befunde *j*, *c* und *d*.

Diese Temperatur ist tiefer als die Temperatur des DK.-Maximums auf dem Abkühlungsast (bei etwa $88,9^\circ$ abs.) und erst recht tiefer als die Temperatur des DK.-Maximums auf dem Erwärmungsast (bei etwa $89,62^\circ$ abs.). Es gibt ferner Temperaturen, bei welchen gleichzeitig sowohl auf der Erwärmungskurve als auch auf der

Abkühlungskurve kleine Hysteresisschleifen begonnen werden können: vgl. die Punkte 7, 10 und 14 in Abb. 6. Damit dürfte die Annahme, daß es sich bei der HBr-Umwandlung allein um eine verkappte Umwandlung erster Art handelt, hinfällig sein.

3. Erwärmt man den kalten HBr bis auf $89,62^\circ$ abs., so scheint bei dieser Temperatur gleichsam diskontinuierlich etwas besonderes zu passieren, denn die kleinen Hysteresisschleifen, die von Temperaturen nur wenig unterhalb bzw. nur wenig oberhalb $89,62^\circ$ abs. ausgehen, sind in ihrem Charakter grundsätzlich verschieden.

4. Die experimentell ermittelten Kapazitätskurven sind an zahlreichen Stellen nicht zeitlich stabil, so daß die Aufklärung dieser Frage jetzt in noch weit stärkerem Maße interessant geworden war wie nach den Vorversuchen.

3. Hauptversuche¹⁾: Der Zeiteffekt

Die Messungen, die ebenfalls mit der HBr-Probe IV (0,1277 Mol) ausgeführt wurden, sind in den Abb. 7—10 zusammengestellt. Die

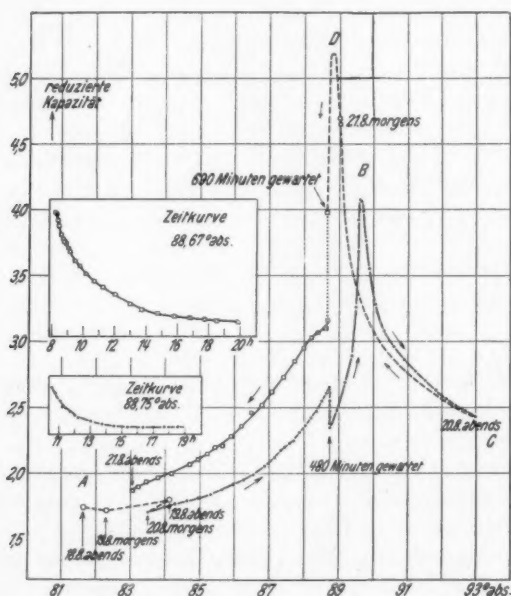


Abb. 7

1) Die Meßfrequenz betrug durchweg 12 kHz.

entsprechenden Kapazitätszeitkurven sind jeweils links in den kleinen Nebenfiguren enthalten. Es sind folgende Befunde hervorzuheben:

Befund p: von den vier Ästen der großen Hysteresiskurve *ABCD* scheint nur der Ast *CD* zeitlich stabil zu sein (vgl. die Abb. 8 und 9), während auf sämtlichen anderen Ästen die Kapazitätswerte mit der Zeit abnehmen.

Befund q: bei ein und derselben Temperatur scheint die DK. sowohl auf der Erwärmungskurve als auch auf der Abkühlungs-

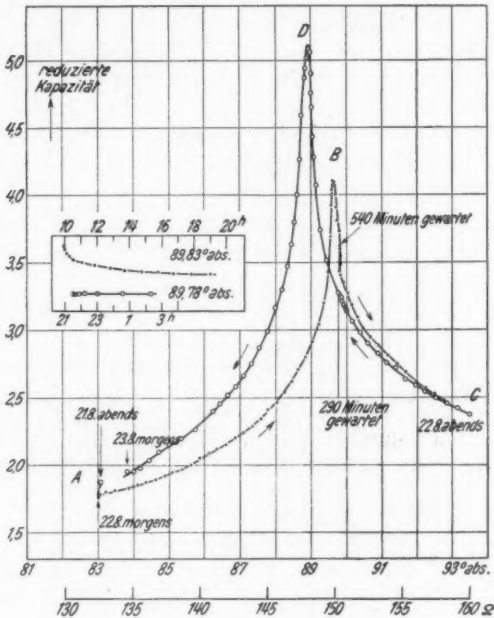


Abb. 8

kurve im Laufe der Zeit bestimmten Grenzwerten zuzustreben, die jedoch für Erwärmungs- und Abkühlungskurve verschieden sind. Absolut sicher ist dies bei den Temperaturen 88,7° abs. (Abb. 7) und 89,3° abs. (Abb. 9). Bei 89,8° abs. (Abb. 8) könnte eventuell ein gemeinsamer Grenzwert der DK. angestrebt werden, jedoch erscheinen dazu mindestens 100 Std. erforderlich.

Befund r: auf dem Erwärmungsast der Hysteresisschleife sind die Grenzwerte der Zeitkurven bei 88,75° abs. bei ein und derselben

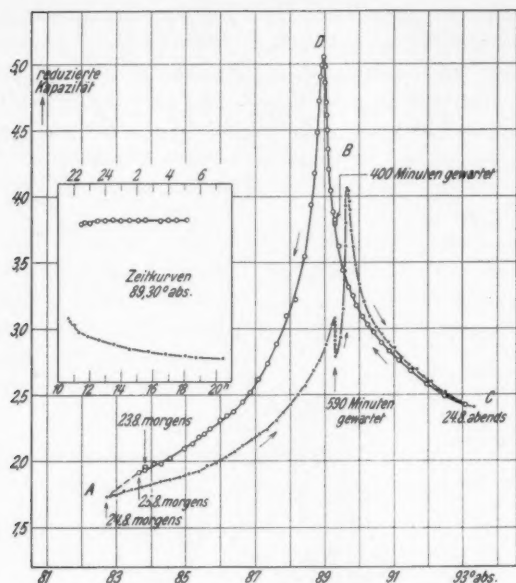


Abb. 9

HBr-Probe in zwei um 6 Tage auseinander liegenden Versuchen nicht ganz gleich gefunden worden (Abb. 10). Der Effekt ist vielleicht auf eine Sinterung der festen HBr-Kristalle zurückzuführen

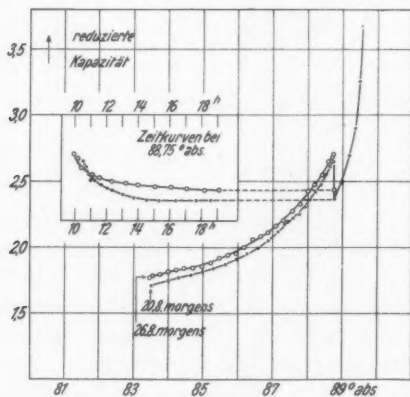


Abb. 10

Befund s: die zeitliche Abnahme der Kapazitätswerte tritt mit Sicherheit auch noch bei der tiefen Temperatur von 82° abs. ein, wie aus den zahlreichen Meßpunkten links unten in Abb. 7 hervorgeht. Der HBr war hier tage- und nächtelang auf der tiefen Temperatur gehalten worden, wobei besonders darauf geachtet wurde, daß der Spiegel in dem äußeren flüssigen Luftbad nicht unter den Punkt B der Abb. 2 absank.

V. Schlußfolgerungen

Obwohl sich in der vorliegenden Arbeit eine ganze Menge neuer Einzelbefunde ergeben haben, so ist es zunächst doch noch fraglich, ob man schon heute zu einem vollen Verständnis der HBr-Umwandlung gelangen kann. Trotzdem soll nachstehend der Versuch dazu gemacht werden, wobei natürlich allein von den feststehenden experimentellen Tatsachen ausgegangen werden kann. Hier scheinen drei Punkte von besonderer Bedeutung:

1. Die DK. steigt in dem fraglichen Temperaturgebiet ziemlich steil, aber auf alle Fälle *kontinuierlich* auf sehr hohe Werte (C. P. Smyth und D. S. Hitchcock, a. a. O., geben DK. ≈ 30 an), um dann bei weiterer Temperaturerhöhung in ähnlicher Weise wieder abzufallen. Dieser Befund dürfte wohl nur durch eine beginnende Rotation der HBr-Moleküle im Kristallgitter zu erklären sein. Das DK-Maximum ist dann das Ergebnis zweier gegeneinander laufender Einflüsse: die mit der Temperatur zunehmende Beweglichkeit der Moleküle ermöglicht es diesen, sich in das elektrische Feld einzustellen und bedingt damit zunächst einen Anstieg der DK., der dann aber durch die immer größer werdende Molekularbewegung überkompensiert wird.

2. Aus der Arbeit von A. Eucken und W. Güttner geht hervor, daß die Wärmeinhalts-Temperaturkurven zeitlich stabil sind; insbesondere konnte gezeigt werden, daß die auftretende Hysteresisschleife sich innerhalb von 6 Std. *nicht* veränderte.

3. Die vorliegende Arbeit ergab, daß die thermische Hysteresis bei der DK. zum mindesten durch zwei Hemmungsarten bedingt ist. Die eine davon ist kinetischer Natur und geht in etwa 10 Stunden ganz oder doch fast ganz zurück (vgl. die Abb. 7—9). Die zweite Hemmung hingegen würde, wenn sie überhaupt je verschwindet, dazu wesentlich längere Zeiten benötigen: zum mindesten hunderte von Stunden.

Die Ergebnisse 2. und 3. widersprechen sich allerdings auf den ersten Blick. Es sei denn, daß sich bei dem unter 3. festgestellten

Verschwinden der einen kinetischen Hemmung im Kristall ein Vorgang abspielt, auf welchen die DK. sehr empfindlich anspricht, der Wärmeinhalt aber nicht. Und in der Tat, ein solcher Vorgang ist auch vorstellbar. Man braucht nämlich nur zu bedenken, daß schon die Einstellung eines ganz geringen Bruchteils aller Moleküle in die Richtung des elektrischen Feldes genügt, um beträchtliche DK.-Werte zu erzeugen. Man kann diesen Bruchteil φ in folgender Weise abschätzen

$$\varphi = \frac{\text{mittleres elektrisches Moment in der Feldrichtung}}{\text{Dipolmoment des einzelnen Moleküls}} \approx \frac{\mu \mathcal{E}}{k T}.$$

Führt man die Zahlenwerte ein

$$\begin{aligned}\mu &= 0,8 \cdot 10^{-18} \text{ EStE. (g}^{1/2} \text{ cm}^{1/2} \text{ sec}^{-1}), \\ \mathcal{E} &= 33 \text{ Volt/cm} = 0,11 \text{ EStE. (g}^{1/2} \text{ cm}^{-1/2} \text{ sec}^{-1}), \\ k &= 1,37 \cdot 10^{-16} \text{ g cm}^2 \text{ sec}^{-2} \text{ Grad}^{-1}, \\ T &= 90^\circ \text{ abs.},\end{aligned}$$

so folgt

$$\varphi \approx \frac{0,8 \cdot 10^{-18} \cdot 0,11}{1,37 \cdot 10^{-16} \cdot 90} \approx 7 \cdot 10^{-6}.$$

Würde nun ein Bruchteil von $7 \cdot 10^{-6}$ der Moleküle in ihrer Beweglichkeit gehemmt werden, d. h. z. B. zeitlich einfrieren, was auf dem Aste DA (vgl. die Abb. 7—9) durchaus vorstellbar ist, so würde dies in dem Werte der DK. natürlich bemerkbar sein, in dem Wärmeinhalt aber sicherlich noch nicht; denn dieser kann selbst bei den sorgfältigsten Messungen nur auf etwa $1 \text{ }_{\text{‰}}$ bestimmt werden, nicht aber auf Bruchteile von $0,01 \text{ }_{\text{‰}}$.

Die zeitlichen Veränderungen (innerhalb der ersten 10 Stunden) auf den einzelnen Ästen der DK.-Hysteresiskurven könnte man also deuten als das sich langsame Einstellen eines bestimmten Rotationszustandes, der für die betreffende Temperatur charakteristisch ist. Allerdings wird man dann fast zwangsläufig zu der Anschauung geführt, daß zwei verschiedene Rotationszustände jeweils bei ein und derselben Temperatur existenzfähig sind; denn man erhält ja im Hysteresisgebiet gerade zwei verschiedene DK.-Einstellungen als zeitliche Grenzwerte (nach 10 Stunden oder mehr), und erst bei sehr hohen Temperaturen ($> 95^\circ \text{ abs.}$) und sehr tiefen Temperaturen ($< 81^\circ \text{ abs.}$) scheint jeweils zu einer Temperatur nur ein einziger DK.-Wert zu existieren. Natürlich muß man sich unter zwei verschiedenen Rotationszuständen im Kristallgitter auch etwas vorstellen können und bei Gasen und Flüssigkeiten würde man in der

Tat auf große Schwierigkeiten stoßen. Im festen Zustand ist dies aber nicht der Fall. Denn rotiert nur ein Bruchteil aller Moleküle im Kristallgitter, so können diese rotierenden Moleküle geordnet oder ungeordnet auf die Gitterpunkte verteilt sein, und das ergäbe dann in der Tat zwei Arten von Rotationszuständen. Auf eine solche Möglichkeit ist übrigens schon in der Arbeit von A. Eucken und Veith (a. a. O.) hingewiesen worden. Wendet man nun diesen Gedanken auf die Befunde der vorliegenden Arbeit an, so müßten die Äste AB und BC der geordneten Rotation entsprechen, die Äste CD und DA der ungeordneten Rotation. Daß auf dem Ast CD kein Zeiteffekt gefunden wurde, ist nicht so verwunderlich; denn hier ist die Beweglichkeit der Moleküle eben noch so groß, daß sich beim Übergang von einer Temperatur zur anderen momentan der richtige Rotationszustand (der ungeordnete) einstellt. Auf der Kurve DA ist aber die Beweglichkeit der Moleküle schon ziemlich stark gehemmt, so daß hier, von höherer Temperatur herkommend, die Moleküle erst langsam auf den richtigen Rotationszustand einfrieren. Schwieriger ist es allerdings, den gefundenen Zeiteffekt auf der Erwärmungskurve zu verstehen, insbesondere auf dem Aste AB . Denn auch hier wurde stets ein zeitliches Absinken der DK. beobachtet, nicht etwa eine Zunahme, wie man sie erwarten sollte, wenn sich der neue Rotationszustand aus dem stabilen der tieferen Temperatur erst langsam bildet. Eine Erklärung für diesen experimentellen Befund könnte man vielleicht darin suchen, daß die Kurve AB , wie sie in den vorliegenden Messungen gefunden wurde, überhaupt noch nicht die stabile Kurve des geordneten Rotationszustandes darstellt, sondern daß diese Kurve eigentlich noch tiefer liegt; erst die Grenzwerte der Zeitkurven, die von dem Aste AB ausgehen, wären dann Punkte der wahren geordneten Rotationskurve. Für diese Erklärung spricht auch die Tatsache, daß selbst bei den tiefsten Versuchstemperaturen von etwa 81° abs. über Nacht immer wieder ein Abfall der DK. beobachtet wurde. Es sieht hiernach so aus, als ob der Übergang von ungeordneter zu geordneter Rotation bei tiefen Temperaturen zwar möglich, aber kinetisch doch sehr stark verzögert ist.

Schließlich darf vielleicht noch auf einen Punkt hingewiesen werden, der mit der Vorstellung zweier verschiedener Rotationszustände, einem mehr oder minder geordneten und einem mehr oder minder ungeordneten, verträglich ist. Vergleicht man nämlich einerseits die Äste AB und DA andererseits die Äste BC und CD , so ist im ersten Falle der DK.-Unterschied wesentlich größer als im zweiten Falle. Das müßte aber auch so sein, denn mit steigender

Temperatur, wo immer mehr Moleküle beweglich werden, wird schließlich der Unterschied zwischen geordneter und ungeordneter Rotation verschwinden: man nähert sich gleichsam dem flüssigen Zustand.

Natürlich kann diese Deutung der HBr-Umwandlung bei etwa 89° abs. nur als vorläufig gelten, solange man eben nichts besseres weiß. Und in der Tat, es gibt noch Befunde in der vorliegenden Arbeit, die sich so noch nicht ohne weiteres verstehen lassen. Es sei nur an den ausgezeichneten Temperaturpunkt von $89,62^{\circ}$ abs. auf der Erwärmungskurve erinnert, wo offenbar etwas diskontinuierliches passiert.

Die Arbeit, die gleichsam eine Fortsetzung der Untersuchungen von A. Eucken und W. Güttner (a. a. O.) darstellt, wurde von Herrn Prof. A. Eucken angeregt. Ich möchte ihm dafür herzlich danken, ebenso für sein großes Interesse und die anregenden Diskussionen während der experimentellen Durchführung.

Göttingen, Physikal. Chem. Institut d. Universität.

(Eingegangen 1. Oktober 1937)